

SERIE A, N°
N° D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Christian de La VAISSIERE

1^{re} THESE. — "Contribution à l'étude des mécanismes d'annihilations
en vol $\bar{p}p$ à 3.6 GeV/c par l'analyse des distributions
angulaires de production des particules secondaires"

2^e THESE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 6 Mai 1970 devant la Commission d'examen.

MM. A. BERTHELOT

Président.

J. TEILLAC

Mme J. LABERRIGUE-
FROLOW

} *Examineurs.*

M. B. FRENCH

SERIE A, N°
N° D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Christian de La VAISSIERE

1^{re} THESE. — "Contribution à l'étude des mécanismes d'annihilations
en vol $\bar{p}p$ à 3.6 GeV/c par l'analyse des distributions
angulaires de production des particules secondaires"

2^e THESE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 6 Mai 1970 devant la Commission d'examen.

MM. A. BERTHELOT	<i>Président.</i>
J. TEILLAC	
Mme J. LABERRIGUE- FROLOW	} <i>Examineurs.</i>
M. B. FRENCH	

THÈSES

DE LA FACULTÉ DE MÉDECINE
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PRÉSENTÉES À L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

PAR M. LE DOCTEUR

LE DOCTEUR EN MÉDECINE, ANCIEN PROFESSEUR DE CLINIQUE
MÉDICALE, A L'HÔPITAL DE LA Pitié, À PARIS

LE DOCTEUR EN MÉDECINE, ANCIEN PROFESSEUR DE CLINIQUE

MÉDICALE, A L'HÔPITAL DE LA Pitié, À PARIS



PAR M. LE DOCTEUR
LE DOCTEUR EN MÉDECINE, ANCIEN PROFESSEUR DE CLINIQUE
MÉDICALE, A L'HÔPITAL DE LA Pitié, À PARIS

1. Introduction

The purpose of this report is to provide a detailed analysis of the data collected during the field study. The data was collected over a period of six months, from January to June 2023, and covers a wide range of topics related to the study.

The data was collected from a variety of sources, including interviews with participants, observations of their behavior, and analysis of their written responses. The data was then analyzed using a range of statistical techniques, including descriptive statistics, inferential statistics, and qualitative analysis.

The results of the analysis show that there are a number of key findings that emerge from the data. These findings relate to the behavior of participants, the factors that influence their behavior, and the implications of these findings for the study.

The first key finding is that participants exhibit a range of behaviors that are consistent with the theoretical framework of the study. This finding is supported by the data collected from interviews, observations, and written responses.

The second key finding is that there are a number of factors that influence the behavior of participants. These factors include the social context, the individual characteristics of participants, and the nature of the task.

The third key finding is that the implications of these findings for the study are significant. These implications relate to the need for further research, the development of interventions, and the application of the findings to practice.

2. Methodology

A ma famille

The methodology used in this study was a combination of qualitative and quantitative methods. The qualitative methods included interviews with participants, observations of their behavior, and analysis of their written responses.

The quantitative methods included the use of statistical techniques to analyze the data. These techniques included descriptive statistics, inferential statistics, and qualitative analysis.

The data was collected over a period of six months, from January to June 2023.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552011_0014

REMERCIEMENTS

L'heure étant venue d'exprimer, à tous ceux qui m'ont aidé, ma reconnaissance, je voudrais d'abord remercier M. le Professeur J. Teillac qui, voilà longtemps, m'accepta dans son laboratoire et m'aiguilla vers les Hautes Energies.

Ces premiers pas me conduisirent, grâce à lui, dans cette équipe HPD qui fut pendant 2 ans le centre de mes activités. J'eus, l'ample occasion d'y apprécier les talents d'organisateur de M. M. Bloch, la puissance de travail, l'amitié de M.M. Schiff, l'astuce doublée d'ordre méticuleux, la gaieté de caractère, la gentillesse de M. Ton That B. Je n'oublie pas la vieille garde du HPD (C. Guignard, Ph. Leblond, G. Reboul, etc...), ni leurs successeurs, les opérateurs HPD (MM. Touré, Da Piedade, Warin) et tous ceux qui, au Collège de France permirent notre expérience.

Ma reconnaissance va très profonde à Madame Laberrigue qui, depuis mon retour au laboratoire, m'a patiemment appris le métier de physicien et sans doute a en comprendre la richesse. Elle m'a toujours témoigné une grande confiance, de l'amitié sans parler des autres qualités d'esprit que connaissent bien ceux qui travaillent avec elle.

A mes collègues, Mme J. Debray et M. T.P. Yiou qui se sont embarqués avec avec moi dans la barque des anti-protons, je souhaite de terminer très vite et très brillamment leur thèse. Sans leur contribution si importante, l'expérience ne serait jamais arrivée à son terme. A ce sujet je veux remercier aussi Mme M. Rumpf qui géra avec son souriant brio le passage d'innombrables programmes en machine, M. D. Conroux et Mme S. Ourgant qui jonglèrent avec des centaines de bandes magnétiques, MM. Gazzali, Sor, Schreiber, Warmé, qui assurèrent avec compétence la délicate tâche des interprétations.

A Mademoiselle M. Horrut, notre technicienne, je veux dire combien j'ai apprécié son amitié, son heureux caractère. Je mesure la chance d'avoir longtemps partagé son bureau.

Je n'oublie pas non plus la phalange de nos prémesureurs qui, modernes disciples d'Hephaïstos, passèrent dans les entrailles du sous-sol de la Halle aux Vins, dans l'obscurité et le bruit, de nombreuses heures à extraire le minerai dont cette thèse est faite. Ils sont trop nombreux pour que je puisse les citer.

Enfin je remercierai :

- les physiciens et techniciens de notre laboratoire
- Notre visiteur, M. J. Bartke pour ses avis aussi clairs que pertinents.
- Nos collaborateurs du CERN et d'ailleurs ; MM. B. French, B. Nellen, V. Domingo, R. Schäffer, J. Danysch.
- Les gestionnaires et opérateurs du centre de calcul qui frisèrent souvent l'illégalité pour faire passer mes programmes plus vite que prévu par le règlement
- Les techniciens du CERN qui permirent la prise des clichés
- Mademoiselle Paré, Mmes Bouby, Kwaniocosky et Séguy qui exécutèrent avec compétence et dévouement la mise en page, les dessins et la frappe de ma thèse.

Tous ceux que je n'ai pu citer ou aurais oubliés.

A mademoiselle A. Leguey, venue m'aider pour la réécriture du filtre HPD
je souhaite de mener rapidement à bonne fin, grâce à son dynamisme, sa thèse de 3ème
cycle.

Cher lecteur, voici l'heure venue où ma plume n'ayant plus que quelques
lignes à écrire se sent plus légère. Sois donc aussi remercié, si tu n'es pas arrivé direc-
tement à cette dernière page, de ton attention et de n'avoir pas succombé en route à une
lecture austère.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

Ière PARTIE

Chapitre 1 - METHODES DE MESURE DES CLICHES DE CHAMBRES A BULLES	1
1 - Rappels sur la mesure des clichés de chambres à bulles	1
2 - Evolution des systèmes de mesure	5
3 - Les systèmes de mesure HPD	14
4 - Le système HPD du Collège de France	17
Chapitre II - PREMESURE ET MESURE HPD	21
1 - Organisation générale de la mesure	21
2 - La prémesure	22
3 - Les programmes de prémesure	25
4 - La mesure HPD	28
Chapitre III - TRAITEMENT DES IMAGES DIGITALES	34
1 - Organisation générale du traitement des images digitales	34
2 - Problèmes d'étalonnage	36
3 - Le traitement d'un événement	39
4 - La recherche des traces	42
Chapitre IV - RESULTAT DES MESURES HPD	46
1 - Bilan général	46
2 - Analyse des rejets	46
3 - Bilan des prémesures, de la mesure et du filtrage	49
Chapitre V - TECHNIQUES RAPIDES DE RECONNAISSANCE DE TRACES ET UTILISATION DE RECONSTRUCTIONS GEOMETRIQUES POUR LE TRAITEMENT DES DONNEES HPD	50
1 - Possibilités d'améliorations et discussion	50
2 - Principes généraux - Recours à des reconstructions géométriques simples	52
3 - Grandes lignes du programme	56
4 - Resultats et état du programme	58

IIème PARTIE

Chapitre VI - CARACTERISTIQUES GENERALES DES ANNIHILATIONS $\bar{p}p$ EN 4 ET 6 π CHARGES A 3.6 GeV/c	62
1 - Données expérimentales relatives aux interactions $\bar{p}p$ à 3.6 GeV/c	62
2 - Particularités expérimentales des annihilations $\bar{p}p \rightarrow n\pi$	63
3 - Principales caractéristiques des annihilations $\bar{p}p$ à 3.6 GeV/c	64
4 - Principaux modèles d'annihilation	66
Chapitre VII - ETUDE GENERALE DES ASYMETRIES DE CHARGE DES $\pi^{\pm}$ ET π^0	75
1 - Etude des distributions d'impulsion	75
2 - Etude des moments de transfert	77
3 - Etude de l'angle de production	78
4 - Confrontation des données expérimentales avec le modèle multi-périphérique simple	80
Chapitre VIII - INFLUENCE DES RESONANCES SUR LES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES	84
1 - Caractéristiques de la production des résonances étudiées	84
2 - Caractères généraux de l'influence des résonances sur les distributions angulaires des $\pi^{\pm}$	91
3 - Distributions angulaires dans les réactions de multiplicité 2 et 3-	93
4 - Distribution angulaire dans les multiplicités supérieures à 3	96
Chapitre IX - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES RESONANCES	100
1 - Détermination des distributions angulaires des résonances	100
2 - Caractères généraux des distributions angulaires des résonances	103
3 - Distributions angulaires des résonances dans les annihilations en 2 corps	105
4 - Distributions angulaires des résonances dans les annihilations en 3 corps et plus	106
Chapitre X - CONFRONTATION DES RESULTATS AVEC LE MODELE MULTI-PERIPHERIQUE	110
1 - Introduction des résonances dans le modèle multi-périphérique	110
2 - Annihilations en 2 et 3 corps	113
3 - Annihilations en plus de 3 corps	117
4 - Conclusion	119
CONCLUSION	120
REFERENCES	122

I N T R O D U C T I O N

Les annihilations se distinguent des autres réactions de la physique corpusculaire par la disparition totale des particules primaires, l'une appartenant à ce que l'on appelle la "matière", l'autre à "l'anti-matière". Leur intérêt théorique est donc grand, mais malheureusement nous disposons à l'heure actuelle d'assez peu d'indications sur les mécanismes responsables de ce phénomène.

Ces lacunes expliquent pourquoi dans cette thèse, nous nous intéresserons aux conditions de production des mésons créés dans l'annihilation, pions mais aussi résonances, avec l'espoir que les données recueillies apporteront des précisions sur ces mécanismes.

L'étude effectuée à partir de clichés pris dans la chambre à bulles de 2m du CERN, porte sur une haute statistique qui a demandé le recours à des méthodes automatiques pour la mesure d'un grand nombre d'événements. Cette thèse comporte donc une importante partie technique que le non spécialiste ou le lecteur pressé pourra sauter.

Après un exposé des méthodes de mesure automatique, et la description du système HPD choisi, le chapitre V traitera d'un ensemble d'améliorations, mises au point par nous, permettant d'alléger considérablement dans l'avenir un ensemble qui s'est révélé à l'expérience assez lourd.

La partie physique commence avec le chapitre VI, rappel de la situation expérimentale dans les interactions $\bar{p}p$ à 3.6 GeV/c et particulièrement les annihilations. Trois chapitres sont consacrés à l'étude des distributions de l'angle de production des particules secondaires dans le centre de masse. Cette variable est celle qui donne le plus d'informations sur les mécanismes. Les distributions, qui dépendent beaucoup de la charge et de la multiplicité finale, mettent en évidence, des phénomènes d'échange à caractère périphérique analogue à ceux observés dans les non-annihilations.

Le dernier chapitre traite de la comparaison des données expérimentales et des prédictions d'un modèle ou des processus d'échange baryonique sont introduits. Les résultats suggèrent que ces processus jouent un rôle important.

CHAPITRE I

METHODES DE MESURE DES CLICHES DE CHAMBRES A BULLES

Rappelons comment la mesure des clichés de chambres à bulles (contrée aride habitée de quelques spécialistes à la langue barbare), est liée à l'étude des propriétés des particules élémentaires.

Les chambres à bulles, appareils à la fois cible et détecteur, permettent l'étude des particules élémentaires produites par les grands accélérateurs en rendant visible leur trajectoire.

L'intérieur de la chambre est filmé chaque fois qu'un paquet de particules y pénètre. Les particules apparaissent sur la pellicule photographique sous forme de traces qu'il est possible de relier entre elles en événements. Une interprétation détaillée d'un événement demande, plus qu'un simple examen visuel, une mesure des traces.

Les premières mesures portaient sur un petit nombre d'événements et étaient faites graphiquement. Bientôt, il a fallu augmenter le nombre d'événements et changer la méthode de mesure. Les calculs complexes faits d'abord à la main ont dû être effectués sur ordinateur.

Les premiers appareils de mesure étaient fondés sur des pointés et demandaient la présence d'un opérateur.

Depuis quelques années; il est devenu possible d'utiliser les ordinateurs au moment de la mesure. Ceci permet de réduire le travail des opérateurs, de le contrôler ou même d'effectuer des mesures automatiques.

§ 1 - RAPPELS SUR LA MESURE DES CLICHES DE CHAMBRES A BULLES

1 - Aspect des clichés de chambres à bulles

Nous avons représenté schématiquement sur la figure I-1 la chambre à bulles du C.E.R.N. de 2M. La chambre est équipée de 4 caméras disposées en carré.

Ces caméras filment l'intérieur de la chambre à travers un hublot appelé glace avant, au moment où un paquet de particules fourni par le synchrocyclotron y pénètre.

Les caméras enregistrent quatre images différentes de l'intérieur de la chambre. Les trajectoires des particules chargées, matérialisées par un chapelet de petites bulles, y apparaissent comme des traces d'allure circulaire.

La figure I-2 donne l'aspect d'un cliché moyennement chargé. Nous avons représenté (fig. I-3) l'aspect microscopique d'une trace. On y remarque que les bulles ou amas de bulles sont séparés par des intervalles vides ou gaps. La densité linéaire moyenne



Fig. I.2 - Aspect d'un cliché de chambre à bulles

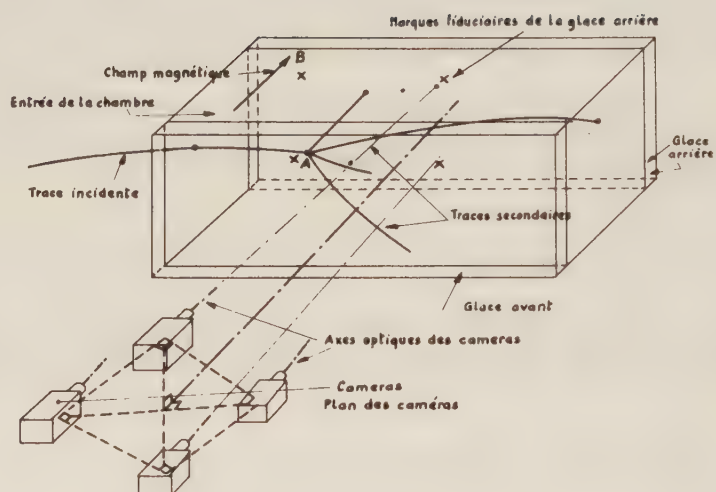


Fig. I.1 - Aspect schématique de la chambre à bulles de 2m du CERN

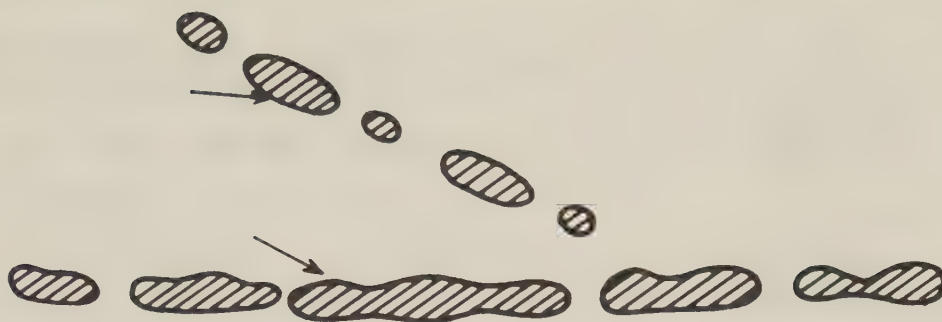


Fig. I.3 - Aspect microscopique des traces

2 - Mesure des impulsions

La mesure des traces a pour objet de déterminer l'impulsion des particules. La donnée des impulsions est utilisée pour l'identification des événements et à un stade ultérieur dans l'étude cinématique

Rappelons que le vecteur impulsion d'une particule est un vecteur colinéaire à la vitesse et d'intensité $\frac{M\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ou M est l'énergie de masse et β le rapport v/c .

La direction du vecteur impulsion au point d'interaction est donné par la tangente à la trace. L'intensité, si l'on néglige le ralentissement, est proportionnelle au rayon de courbure dans l'espace de la trajectoire.

Le ralentissement est faible et la projection de la trace sur le cliché est pratiquement circulaire. La détermination de la trajectoire spatiale se fait à partir des projections, ou vues dont on dispose.

Sur chaque vue un ensemble de points de repère appelés marques fiduciales, et de points pris sur les traces est mesuré. On connaît la position des marques fiduciales dans la chambre, ce qui permet d'établir la correspondance entre l'espace de la chambre et le plan du film. Pour bien déterminer la courbure d'une trace, il faut mesurer des arcs assez grands pour que la courbure soit appréciable. Il faut au moins deux et on prend généralement trois vues pour procéder à la reconstruction géométrique. Ce calcul complexe est effectué sur ordinateur.

A partir des données des marques fiduciales et de points mesurés sur les traces, le tout sur plusieurs vues, il faut reconstruire les traces dans l'espace, en déduire les courbures, les directions de départ, et, connaissant le champ magnétique, les vecteurs impulsions.

Les marques fiduciales sont réparties sur la partie utile du cliché (volume utile) de façon à ce que tout point mesuré sur une trace ait une marque fiduciale assez proche.

3 - Utilisation de la mesure

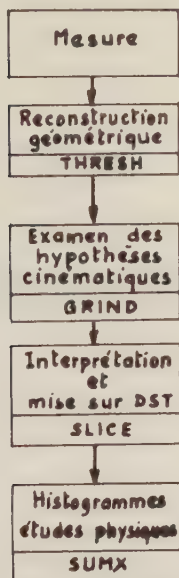


Fig. I.4 - Schéma du traitement d'un événement

Rappelons brièvement les étapes qui suivent la mesure et la reconstruction géométrique (Fig.I-4)

a - Examen des hypothèses cinématiques.

L'interprétation d'un événement se fait en envisageant toutes les hypothèses de masse intéressantes pour les particules.

Une hypothèse est bonne si:

- les ionisations déduites des impulsions sont compatibles avec celles observées
- le bilan d'énergie entre l'état initial et l'état final fait apparaître 0,1 ou plusieurs particules neutres manquantes.
- la masse de la particule neutre manquante déduite du bilan des énergies et des impulsions est compatible avec celle de l'hypothèse.
- un ajustement de la cinématique est obtenu pour 0 ou 1 particule neutre.

L'interprétation demande souvent un examen au projecteur.

b - Constitution d'une bande bibliothèque

Après examen, les événements sont classés dans diverses catégories, par exemple:

$$\begin{aligned}
 p + \bar{p} &\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \\
 &\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \\
 &\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \quad (x>1) \\
 &\rightarrow p \bar{p} \pi^+ \pi^- \quad \text{etc ...}
 \end{aligned}$$

Les données relatives aux événements d'une même catégorie sont placées sur une bande magnétique bibliothèque (Data sumary tape = DST)

c - Utilisation de la bande bibliothèque

La DST permet de procéder à toutes les études usuelles; histogrammes, diagrammes, etc ...

En résumé, un événement doit suivre un chemin assez long avant de parvenir à la dernière étape. Les programmes que nous avons utilisés après la mesure sont les programmes classiques du CERN

THRESH	pour la reconstruction géométrique
GRIND	pour la cinématique
SLICE	pour la constitution de la bande DST
SUMX	pour l'utilisation des bandes DST

§ - II - EVOLUTION DES SYSTEMES DE MESURE

L'augmentation de volume des expériences a été un des faits dominants de la physique corpusculaire, ces dernières années. Pour donner une idée de cette évolution, la capacité de mesure d'un laboratoire moyen qui était d'environ 20.000 ev^{ts} par an en 1963, est voisine de 100 000 ev^{ts} /an en 1968. Les projets de développements actuels de l'Institut de Physique Nucléaire prévoient 300.000 ev^{ts} vers 1970. L'activité de ce laboratoire correspond au sixième de celle des laboratoires français.

Cette évolution a suivi la construction de nouvelles chambres à bulles et le développement des grands accélérateurs. Elle a été motivée par le souci des physiciens de disposer de statistiques de plus en plus grandes. En effet, un grand nombre de phénomènes en physique corpusculaire sont observés de manière statistique et des lois ne peuvent être dégagées avec précision, ou découvertes (c'est le cas des phénomènes rares) que si l'on dispose d'un échantillonnage important d'événements.

Nous examinerons dans ce paragraphe:

- les principaux facteurs de l'évolution
- les appareils de mesure actuels
- les projets de développements

1 - Les principaux facteurs de l'évolution de la mesure des clichés de chambre à bulles

Cette évolution résulte des limites des appareils de mesure classique et du développement de certaines techniques: Electronique, calculateurs.

Les nouveaux appareils sont reliés généralement à un ordinateur. Il convient de distinguer l'appareil lui-même et le système dont il fait partie. Cette liaison appareil-ordinateur caractérise tous les nouveaux systèmes de mesure.

a) Limitations des moyens de mesure classique

Le I.E.P (Instrument d'exploration photographique) est un appareil de mesure classique. Il faut environ 15' pour mesurer un événement de complexité moyenne. Sa capacité est de 10.000 ev^{ts} /an et son prix 400.000F.

Il existe des appareils moins coûteux que le I.E.P et l'on pourrait songer à multiplier ces appareils pour suivre l'augmentation de la demande. Mais l'expérience montre que la gestion d'un grand nombre d'appareils et la formation de nombreux opérateurs sont des charges lourdes.

Des efforts ont été tentés dans ce sens, parallèlement à diverses améliorations techniques. 6 IEP ont été groupés à l'Institut de Physique Nucléaire et reliés à la calculatrice du centre. Ce fonctionnement en temps réel a fait passer l'efficacité des mesures de 70 à 95%.

Tous ces progrès cependant ne permettent pas de suivre l'évolution et diverses solutions ont été proposées. Ces solutions tendent à rendre la mesure automatique et seront examinées plus loin.

b) Evolution de la technique

Cette évolution utilise les progrès réalisés dans le domaine électronique :

- Commande électronique de divers mouvements mécaniques (avance de films, de platine)
- Utilisation de photomultiplicateurs permettant de transformer une information optique en signaux électroniques.
- Transfert rapide d'un grand nombre d'informations par seconde pouvant être utilisées par un ordinateur. Ce dernier en sens inverse commande le déroulement de la mesure.
- "Dialogues" possible entre un opérateur et le ordinateur par l'intermédiaire d'une machine à écrire.
- Contrôle visuel de la qualité de la mesure à l'aide d'écrans de télévisions et de tubes à rayons cathodiques (C.R.T.)
- Possibilité de programmer certains calculs courants en dehors du ordinateur par des circuits imprimés transistorisés. Cette méthode permet de les effectuer beaucoup plus rapidement.

c) Ordinateurs

La diversification croissante des ordinateurs sur le marché , et la baisse des prix à performances égales ont conduit également à une évolution très rapide des systèmes de mesure.

- diversification : existence de petits ordinateurs bon marché (10.000 \$ et moins aux Etats-Unis) pouvant être reliés directement à des appareils, à côté des gros ordinateurs.
- rapidité de calcul : le temps de base est inférieur à $1\mu s$ pour les ordinateurs du type IBM 360, CDC 3600, UNIVAC 1108, CDC 6600.
- puissance de calcul : extension des instructions mises à la disposition des programmeurs. Amélioration des systèmes FORTRAN, ALGOL, aboutissant à un gain en efficacité des programmes écrits en langage symbolique. Cette vulgarisation de la programmation a permis à de nombreux physiciens non spécialistes de programmer et de participer à l'élaboration des nouveaux appareils.
- multi-programmation : possibilités pour de gros ordinateurs d'effectuer simultanément diverses opérations et d'interrompre certains calculs pour donner la priorité à d'autres. Un même ordinateur peut être relié à plusieurs appareils tout en exécutant d'autres calculs.
- mémoires internes : extension de ces mémoires à 64.000, 128.000 et 256.000 mots cette extension permet la présence simultanée de plusieurs programmes en mémoire.
- mémoires externes rapides : tambours et feuillets magnétiques, piles de disques . Ces mémoires possèdent une capacité supérieure à celles des bandes magnétiques et un temps d'accès beaucoup plus court.

2 - Les principaux appareils de mesure automatiques et semi-automatiques.

Un appareil de mesure semi-automatique est un appareil qui nécessite la présence d'un opérateur. Celui-ci effectue une partie de la mesure, le reste étant assuré automatiquement par le système. Dans un système automatique le rôle de l'opérateur se limite à une surveillance.

Le rôle d'un opérateur est de guider, mais ce guidage a l'avantage de faire gagner beaucoup de temps. Dans certains systèmes actuels automatiques, on remplace ce guidage par une mesure très simplifiée qui précède la mesure. Cette restriction sera sans doute supprimée dans l'avenir.

Plusieurs systèmes concurrents ont été mis au point simultanément. Le choix de tel ou tel système pour un laboratoire dépend, en général, des moyens de calcul et des possibilités techniques.

Ce paragraphe se propose de passer rapidement en revue les appareils actuels.

1°) Scanning measuring Projector (S M P)

Cet appareil conçu à Berkeley (1) est utilisé à l'Institut de Physique Nucléaire et dans certains laboratoires européens (Heidelberg, Glasgow, ...) La figure I-5 représente le système S M P de l'I.P.N.

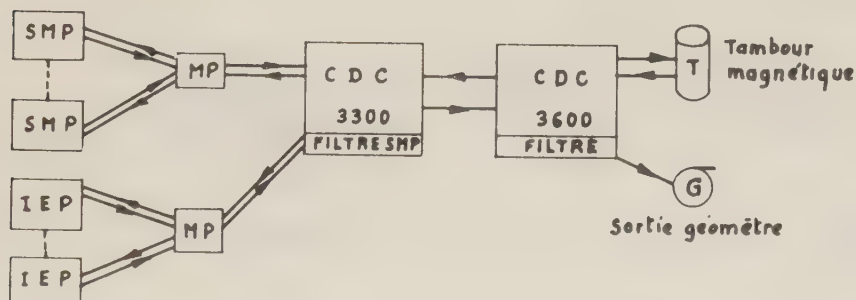


Fig. I.5 - Configuration du système de mesure SMP-IEP de l'Institut de Physique Nucléaire

Principe: 5 SMP et 6 IEP sont reliés à une calculatrice de taille moyenne -CDC 3300-. Sur un SMP l'image est projetée sur une table. L'opérateur dispose d'un curseur avec lequel il suit grossièrement les traces. La lumière tombant sur le curseur est analysée par un système optique et électronique qui délivre un certain nombre de données. Ces données ont besoin d'être filtrées pour être transformées en points résumés. Le traitement est effectué sur 3300 simultanément pour les divers SMP, un multi-plexeur (MP) régularisant l'entrée des données.

En même temps, les points IEP sont introduits en mémoire. En fin de mesure, la calculatrice transfère les points résumés ou les pointés à une calculatrice plus puissante - CDC 3600 qui procède à la reconstruction géométrique*. La CDC 3600 interrompt pour cela le programme en cours et le transfère sur une mémoire externe d'accès rapide (Tambour), appelle le programme de reconstruction et exécute le calcul. Le résultat, s'il est bon, est placé sur une bande de sortie. Dans tous les cas, un diagnostic est renvoyé à l'opérateur. Ce dernier travaille sous le contrôle d'une calculatrice qui lui indique ses erreurs.

* en 1969 la CDC 3600 a été remplacée par une CDC 6600.

Performances : L'avantage de ce système est de procéder directement à la reconstruction géométrique et de permettre un dialogue entre le mesureur et la calculatrice. Il assure une bonne efficacité et évite des remesures différées.

Ces avantages résultent davantage de la mise en ligne des appareils sur calculatrice que des appareils. Ceux-ci ne sont pas très rapides (4 à 10 ev/h) et leur électronique semble fragile. Leur conception les rapproche d'un système classique.

2°) Spiral-Reader (S.R)

Le Spiral-Reader est en production à Berkeley (2) depuis 1966 après 10 ans de mise au point. Plusieurs appareils de ce type sont en construction en Europe (au CERN et au Collège de France ...)

Principe : Sur la surface d'un tube à rayons cathodiques, un spot lumineux est assujéti à décrire une spirale. L'image de la spirale (Fig.I-6) est projetée sur le film et la lumière transmise est recueillie par un photo-multiplicateur (PM)

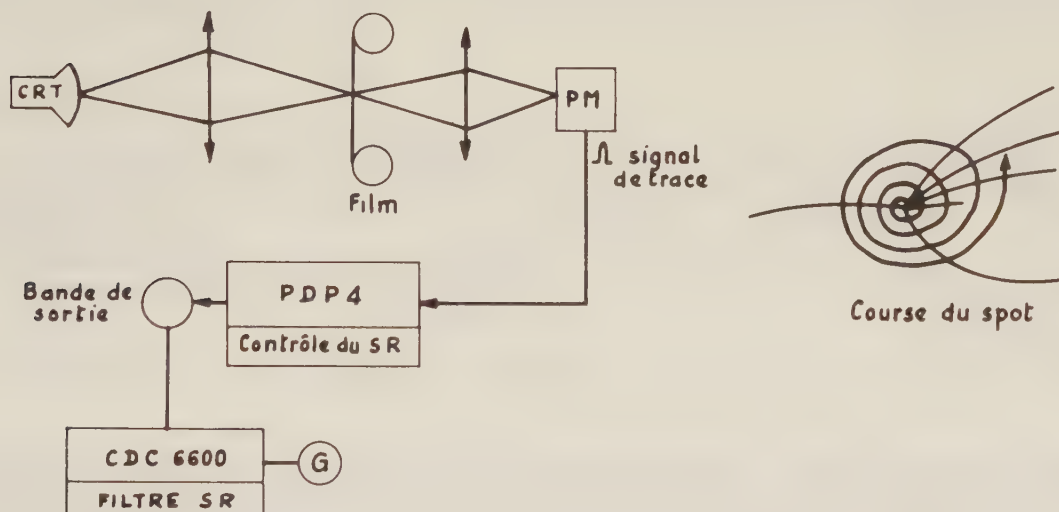


Fig. I.6 - Configuration du système Spiral-Reader

Le photo-multiplicateur délivre un signal, quand le spot rencontre une trace, qui permet de remonter aux coordonnées polaires de la bulle.

Ces coordonnées sont transmises à une petite calculatrice PDP4 qui contrôle le système, puis transférées sur une bande magnétique.

Le rôle de l'opérateur est de centrer la spirale sur le point d'interaction d'où divergent les traces. Pour une trace circulaire et un centrage parfait, les coordonnées des bulles de la trace vérifient une expression linéaire

$$\theta = \theta_0 + b R$$

ce qui permet de les reconnaître facilement. C'est le rôle d'une grosse calculatrice (CDC 6600) de calculer à partir des coordonnées de toutes les bulles la position d'un ensemble de points représentatifs. Cette opération de filtrage est exécutée "off-line" c'est-à-dire après la mesure, en même temps que la reconstruction géométrique.

Performances : Le spiral-reader de Berkeley a mesuré 400.000 événements en 1966. La vitesse de mesure est de 100 evts/h. L'efficacité des mesures varie de 80 à 95%. Le programme de filtrage traite 40 evts par minute sur CDC 6600.

Au delà d'un certain rayon maximum la précision diminue et il est difficile de mesurer une grande longueur de trace.

L'intervention de l'opérateur est réduite au centrage de l'apex et éventuellement à la mesure de quelques autres points.

Cette intervention permet de gagner beaucoup de temps de calcul sans nuire à la rapidité et aux performances du système.

3°) Flying Spot Device FSD ou HPD (Hough-Powell Device)

Le HPD est un appareil de mesure automatique mis au point à partir de 1961 aux Etats-Unis (Brookhaven) et en Europe (CERN). Il fonctionne depuis 1964 à Berkeley et une version française de cet appareil est en production au Collège de France depuis 1966. Plusieurs laboratoires européens sont équipés d'un HPD.

Principe ⁽³⁾ : Nous reviendrons par la suite sur le HPD. La mesure consiste à "digiter" le cliché de la manière suivante (fig. I-7).

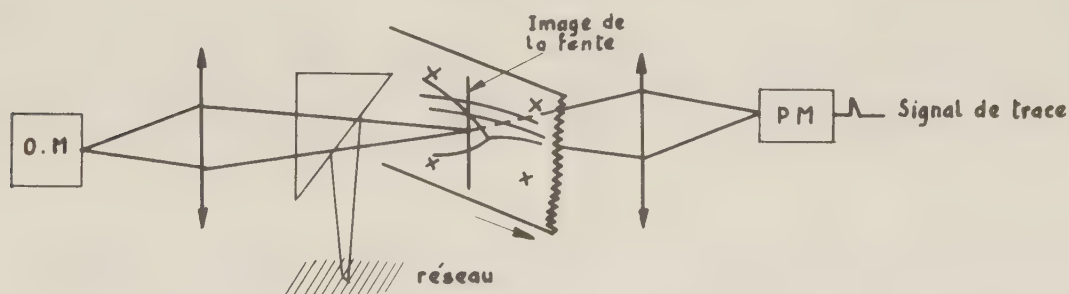


Fig. I.7 - Principe du HPD

Un dispositif optico-mécanique génère une fente balayée par un spot lumineux animé d'un mouvement de va et vient très rapide. L'image de la fente est projetée sur le film et une échelle (réseau). La lumière, qui traverse le film, est reprise par un photo-multiplicateur, qui délivre un signal, chaque fois que le spot rencontre une trace. Ce signal permet de déterminer l'ordonnée du point d'intersection. Le film est animé d'un mouvement de translation lent de façon à ce que le cliché soit balayé par un ensemble de lignes parallèles.

L'ensemble des coordonnées (digitisations) est placé sur une bande magnétique, pour permettre un traitement ultérieur, ou traité immédiatement. Le but de ce traitement est de localiser avec précision les traces sur le cliché.

Performances: Cet appareil mesure avec une bonne vitesse (40 ev/h). La qualité des mesures est satisfaisante. Par contre, le système demande, sous sa forme actuelle, une "prémessure" manuelle. De plus, le nombre élevé de digitisations impose des calculs assez longs.

Moins astucieux que le Spiral-Reader, le HPD est un appareil sûr susceptible d'être amélioré, et de déboucher à longue échéance sur le dépouillement et la mesure automatique.

4°) P.E.P.R (Précision Encoding and Pattern recognition)

Le P.E.P.R est un appareil de mesure automatique mis au point au M.I.T et à Yale (4). Plusieurs laboratoires aux Etats-Unis, et en Europe, sont équipés ou en passe de s'équiper d'un P.E.P.R notamment à Oxford, Heidelberg et Nimègue.

Principe : Le P.E.P.R se compose, tel qu'il a été conçu au M.I.T. (Fig. I-8)

- d'un tube à rayons cathodiques et d'une électronique de commande (CRT)
- d'un contrôleur (petit calculateur)
- d'un transport de film
- d'une calculatrice (P.D.P.6 au M.I.T)
- d'un photo-multiplicateur



- Fig. I.8 -

Sur la surface du tube (diamètre 12,5 cm) un spot lumineux peut occuper 4096x4096 positions définies par la calculatrice, par l'intermédiaire du contrôleur. Ce spot peut avoir la forme d'un point ou d'un segment de longueur et d'orientation variable.

On peut imposer à ce segment, soit un déplacement en x ou en y, soit une rotation.

L'image de ce spot est projetée sur le film. La lumière transmise est recueillie par le photo-multiplicateur.

Si au cours d'un mouvement de translation le segment est parallèle à un élément de trace rencontrée, un signal important est recueilli sur le photo-multiplicateur. De même, si le segment, centré sur un point d'une trace, est animé d'une rotation.

Le signal recueilli permet de calculer la position et l'inclinaison d'un élément de trace. Cette information est utilisée par la calculatrice pour redéfinir un nouveau segment (forme, orientation, position, mode de balayage) de façon à trouver, de proche en proche, d'autres éléments de trace.

Il existe deux sortes de balayages.

- un balayage assez peu précis et d'amplitude assez grande destiné à reconnaître les traces (Pattern recognition)
- un balayage de faible amplitude destiné à une mesure précise (Precision encoding)

Avantages

- Le segment est bien adapté à la détection des traces.
- La calculatrice définit elle-même la nature du balayage et choisit le mieux adapté. Ce choix confère une grande souplesse dans la stratégie.
- A part le transport de film, il n'existe pas de mouvements mécaniques.
- Le programme de traitement a directement accès au film et non à une image digitale qui prend beaucoup de place en mémoire et de temps de calcul.

Performances : Jusqu'en 1967, le projet a rencontré beaucoup de difficultés, ceci semble être dû à une erreur dans le choix de la calculatrice. Le remplacement d'une PDP 4 par une PDP 6 plus puissante a fait passer la vitesse de mesure de 13 ev/h à 80 ev/h. L'efficacité est d'environ 90%. 15% des vues nécessitent l'intervention d'un opérateur (light pen).

Le système nécessite actuellement une prêmesure semblable à celle du H.P.D, mais à Yale seul le vertex est prêmesuré. La simplification de la prêmesure se traduit par une augmentation du temps de calcul et une diminution de la vitesse de mesure.

3 - Projets de scanning automatique et autres appareils

Le scanning automatique consiste à effectuer le dépouillement, sans intervention d'un opérateur. Les tentations faites ou projetées jusqu'ici utilisent un HPD ou un PEPER couplé à une grosse calculatrice.

1° - Projet de scanning automatique HPD⁽⁵⁾

Un système de scanning automatique a été étudié à Berkeley. Il est entré en phase de production depuis 1967. Le format des films utilisés à Berkeley se prêtait bien au scanning automatique. Les vues de la chambre sont disposées côte à côte sur le même film. Le HPD peut y avoir accès en séquence.

Les coordonnées HPD représentent fidèlement l'image d'un cliché et s'adaptent bien au scanning automatique. La principale difficulté réside dans le volume important de l'information (de 10 à 50.000 coordonnées /cliché)

Le HPD fonctionnant en temps réel, il est crucial que le calcul s'effectue plus vite que la mesure. Pour l'instant il est écrit en langage machine et comporte deux niveaux.

- Dans un premier temps le programme recherche les marques fiduciaires et des éléments de trace. Il représente chaque élément par un ensemble de points résumés. Ces résultats intermédiaires sont placés sur tambour (mémoire externe) .
- Un certain nombre d'évènements ayant été ainsi mesurés, les points résumés relatifs à ces évènements sont entrés en mémoire centrale ainsi qu'un second programme. Celui-ci à partir des éléments reconstitue les traces, cherche à les attribuer à un point d'interaction (recherche des Vertex), et, s'il dispose de l'ensemble des vues, effectue la correspondance entre les vues. Les résultats sont consignés sur une bande de sortie appelée abstract tape.

Cette bande contient toutes les traces d'un cliché ou d'un évènement classées par points d'interactions et mesurées. Il suffit alors d'introduire des critères de scanning pour extraire une catégorie particulière d'évènements.

(Remarque : Si les vues sont placées sur des films différents il faut disposer de plusieurs "abstract tapes ").

L'intérêt de ce système est de réunir scanning et mesure

Si l'on désire concurrencer le scanning ordinaire deux conditions doivent être remplies :

- disposer d'heures de calcul bon marché.
- utiliser une calculatrice puissante.

L'évolution actuelle devrait permettre de remplir ces conditions dans l'avenir et de rendre le scanning automatique accessible à des laboratoires de moyenne importance.

2°- Stéréo analogue Track recognition⁽⁶⁾ (S.A.T.R.)

Ce projet est en cours de développement à l'université de Wisconsin. Son objet est d'effectuer simultanément le scanning et la mesure automatiquement en utilisant l'information de l'ensemble des vues. De façon à aller assez vite, certains calculs sont effectués en dehors du calculateur par des circuits analogiques et digitaux.

Principe :

a) Calculatrice : La calculatrice projetée est une B 8500 fonctionnant en multi-programmation et disposant d'une mémoire externe d'accès rapide. Sa puissance est celle de 15 CDC 3600 , dont environ 1/15 sera utilisé par S A T R.

b) Appareil : Les données sont fournies par un HPD

c) Programme : Le programme comporte 4 phases

- Les données venant du HPD sont placées sur une pile de disques, mémoire externe d'accès rapide. Ceci pour l'ensemble des vues.
- Constitution d'une liste de traces ou d'éléments de trace sur chaque vue. Cette reconnaissance à deux dimensions est effectuée par des circuits analogiques.
- Utilisation de ces listes pour la constitution d'une liste unique des traces dans l'espace.
- Ecriture de cette liste sur une bande de sortie.

d) Reconnaissance de trace à 3 dimensions.

L'objet de cette séquence est de reconnaître l'existence d'un élément de trace dans un élément de volume donné de la chambre à bulle. Ce calcul est effectué en deux temps par des circuits analogiques.

- Reconstruction géométrique des bulles pouvant appartenir à l'élément de volume à partir des données HPD
- Examen de la présence ou de l'absence d'un élément de trace

e) Suivage de trace à 3 dimensions.

Un élément ayant été trouvé, le programme en déduit la position du volume suivant à explorer et ainsi de suite. Le suivage s'effectuant dans l'espace, est beaucoup plus efficace que le suivage sur une vue.

Avantages : Ce projet est en cours de réalisation. Cependant deux points très intéressants méritent d'être soulignés.

- L'utilisation de circuits analogiques et digitaux permet d'espérer gagner un facteur 50 en rapidité pour certains calculs.
- L'utilisation simultanée de 3 vues, et le suivage des traces dans l'espace est la meilleure façon de pouvoir arriver au scanning automatique.

3°- Autres appareils

Le système POLLY⁽⁷⁾ mis au point à Argonne (U.S.A.) apparaît être une synthèse d'appareils existants.

- Utilisation d'un tube cathodique et d'une calculatrice guidant le spot comme dans le P E P R .
- Balayage serré comme pour le HPD , les balayages s'effectuant perpendiculairement aux traces avec une course limitée .
- Opérateur "on line" sur l'appareil pour les cas difficiles.

"Polly" est entré en phase de production en 1968. Ses performances sont comparables à celles des autres appareils automatiques. "Polly" peut fonctionner sans prémesure par suite de la présence d'un opérateur. La première expérience portait sur le scanning automatique d'évènements de type simple.

"Coccinelle"⁽⁸⁾ en cours de mise au point au Collège de France, se présente comme une version améliorée du HPD . Un tube à rayon cathodique remplace le dispositif optico-mécanique qui génère le spot lumineux . Le signal de trace est envoyé dans une ligne à retard. Le retard correspond au temps mis par le spot à parcourir une ligne de balayage, ce qui, par un système de coïncidences, permet de reconnaître électroniquement les traces.

Le spot comme dans le P E P R pourrait être guidé par la calculatrice. "Coccinelle" est prévu pour avoir accès à plusieurs vues et semble se prêter assez bien au scanning automatique.

§ - III - LES SYSTEMES DE MESURE H P D

Ce paragraphe est consacré à un examen des principaux systèmes HPD

1 - Notions de prémesure et de filtrage des données.

Le HPD fournit une image digitale du cliché, contenant les coordonnées de toutes les intersections d'un réseau serré de ligne de balayages avec les traces, rayures, poussières présentes sur la pellicule.

Pour donner une idée de balayage, il faut environ 1500 lignes espacées de 80μ pour couvrir une zone de 50×120 mm. Cette zone correspond au volume utile choisi pour notre expérience. Le nombre de digitisation semble être voisin de 50.000 par cliché.

Parmi ces digitisations il en est qui appartiennent :

- aux marques fiduciaires, aux traces d'un évènement.
- à d'autres traces, à des rayures, poussières, etc ...

Le problème est donc de séparer les unes, des autres et de fournir à un programme de reconstruction géométrique la position des marques fiduciaires et d'un ensemble de points situés sur les traces. Cette opération est souvent facile car la plupart des traces apparaissent nettes sur le cliché. La principale difficulté réside dans les traces coupant à faible angle d'autres traces ou traversant des zones confuses. Il s'agit, quelles que soient (ou presque) les difficultés rencontrées, d'extraire d'un grand nombre de

données impropres une information correcte et réduite. Cette opération de tri ou de filtrage est effectuée sur une grosse calculatrice par un programme. Ce programme sera désigné par la suite par FILTRE.

Le problème de filtrage s'avère très ardu si l'on ne dispose d'aucune information sur l'évènement. Pour pallier à cette difficulté, on fournit à FILTRE des données sur la position approximative des traces. Elles sont obtenues en procédant avant la mesure HPD à une mesure simplifiée. Cette mesure simplifiée est appelée pré mesure.

Il existe plusieurs systèmes de pré mesure. Le système le plus ancien, sur lequel sont basés les premiers projets HPD est celui des "routes". Il consiste à pré mesurer, sur un appareil rapide et peu coûteux, deux marques fiduciaires, les points d'interaction et deux points par trace. Ceci pour toutes les vues.

L'arc de cercle passant par le point d'interaction et les deux points permet de définir une route dans laquelle se trouvent certainement les digitisations de la trace.

La donnée de routes favorise la tâche de FILTRE, mais constitue un handicap. La pré mesure de 3 points par trace, même sur un appareil simplifié, s'apparente à une mesure complète sur un appareil classique.

On peut envisager, pour alléger, de ne pré mesurer que deux vues sur trois, ou un point par trace. Des tentatives sont faites au CERN et à RHEL pour limiter la pré mesure au seul point d'interaction (9). Tout allègement nécessite une refonte de FILTRE.

2 - Les principaux systèmes de mesures. Systèmes on-line et off-line

Les systèmes de mesures diffèrent sur la façon d'utiliser la grosse calculatrice. Celle-ci, système on-line, est couplée directement au HPD ou, système off-line, utilise des bandes magnétiques. Ces bandes servent d'intermédiaire et sont créées par le HPD couplé à une autre calculatrice.

Systèmes HPD on-line : Le HPD est couplé à une grosse calculatrice en temps réel. Cette machine assure, à la fois, le contrôle du HPD (mouvements du film, balayages) et le filtrage.

La simultanéité de la mesure et du filtrage permet d'économiser de la place en mémoire. Les digitisations sont traitées au fur et à mesure qu'elles sont fournies par le HPD ce qui permet au programme de n'opérer que sur une tranche réduite du cliché. Les éléments de traces reconnus sont définis par des points résumés remplaçant l'information brute HPD. Une telle procédure interdit le recours à l'image digitale entière, et tout retour en arrière. Elle présente l'avantage d'aller vite et d'éviter des manipulations de bandes magnétiques.

Assez peu de laboratoires utilisent des systèmes purement on-line, et un certain nombre de centres (CERN, Brookhaven (10)) se sont orientés vers des systèmes semi-on-line.

Cette transformation a pour origine certaines difficultés rencontrées dans le filtrage on-line, et le développement de la multiprogrammation.

L'économie, en temps et en mémoire, est contre balancée par l'impossibilité de disposer de l'image digitale entière. On ne peut pas aussi avoir accès rapidement aux autres vues, le HPD ne mesurant qu'un film à la fois, et la plupart des films ne contenant qu'une vue (sauf à Berkeley)

Berkeley qui s'oriente vers le scanning-automatique et disposait d'un format permettant de mesurer 3 vues en séquence , a conservé la mesure on-line.

Systèmes mixtes et off-line : Il convient de distinguer deux catégories de systèmes.

Les premiers résultent de l'adaptation de systèmes primitivement on-line et conservent certaines caractéristiques des systèmes on-line (HPD couplé à une grosse calculatrice)

Les seconds sont à proprement parler off-line, le HPD est couplé à une petite calculatrice.

Un exemple de système mixte est donné fig.I-9

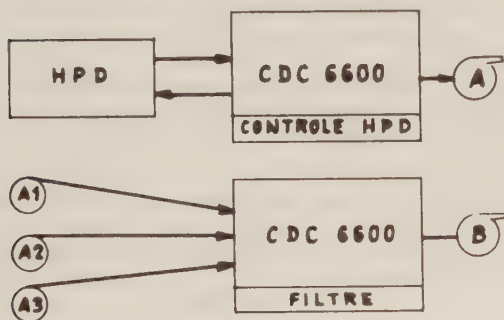


Fig. I.9 - Système HPD du CERN

Le HPD est couplé en temps réel à une grosse calculatrice (C.D.C 6600 au CERN) Celle-ci fonctionne en multiprogrammation. Pendant la mesure d'un cliché, la priorité est donnée au programme de contrôle du HPD. Celui-ci se borne à rechercher les marques fiduciaires et à constituer une bande (A) avec le contenu des routes. Dans la mesure du temps disponible, la calculatrice exécute d'autres programmes.

Une fois que trois vues ont été mesurées, les bandes correspondantes servent de données à un programme FILTRE exécuté sur la même machine. FILTRE fournit une bande d'entrée géométrie (B)

A Brookhaven, en cas d'échec sur une trace, le contenu de la route est visualisé sur l'écran d'un tube cathodique. Un opérateur suit sur l'écran la trace avec un "light-pen" . L'effet de cette opération est d'indiquer au programme les digitisations de la trace.

Cette procédure de secours assure une efficacité de 95% aux mesures.

Dans le système HPD off-line, le HPD est couplé à une petite calculatrice qui lui est propre. Cette petite calculatrice contrôle la mesure et fournit les images digitales.

Une fois les trois vues mesurées, les images digitales servent off-line d'entrée au programme FILTRE sur une autre calculatrice.

Ce système est celui que nous avons adapté. Il sera étudié en détail par la suite.

Les systèmes off-line, ou semi-off-line, ont l'inconvénient

de demander la manipulation de nombreuses bandes magnétiques et de différer le résultat de la mesure.

Inversement, le fait de pouvoir disposer simultanément (en théorie) de l'ensemble des 3 vues , facilite le filtrage.

§ - IV - LE SYSTEME HPD DU COLLEGE DE FRANCE

Le système HPD off-line du Collège de France (11) ayant été retenu pour cette expérience, sera étudié par la suite.

Ce paragraphe est consacré à une description sommaire du système et à la justification de son choix.

1 - Description sommaire du système.

Il convient de distinguer la mesure du traitement de la mesure.

La mesure est effectuée par le HPD couplé à une petite calculatrice , C D C 160 A (fig. I-10)

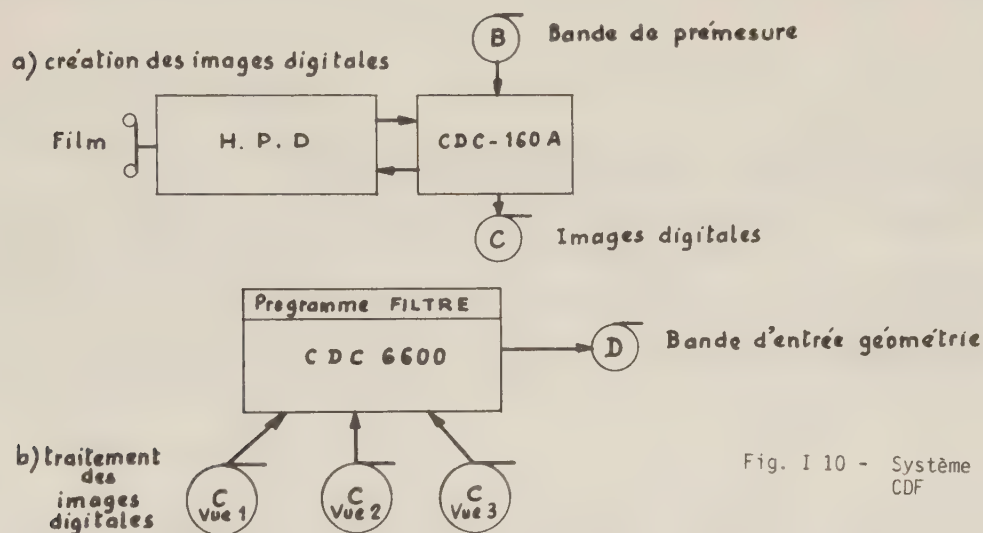


Fig. I 10 - Système HPD du CDF

Une bobine correspondant à une des vues de la chambre est montée sur le HPD. La calculatrice dispose d'une bande magnétique B contenant:

- la liste des événements à mesurer.
- les données de prémesure.
- les masques pour les balayages à effectuer.

B est appelé la bande "MIST" ,(MIST est le nom du programme qui crée cette bande)

La calculatrice lit sur la bande B la liste des événements à mesurer et donne au HPD les renseignements nécessaires à la mesure (dérouler tant de clichés, effectuer tels balayages, etc...)

En sens inverse le HPD lui fournit les images digitales. Les images digitales sont placées sur une bande, en même temps que l'information de pré mesure extraite de la bande MIST.

En fin de mesure, C contient l'ensemble des images digitales, relatives à une vue, des événements mesurés. Dès que la bobine est terminée, on passe à la mesure de la vue suivante, jusqu'à épuisement. La bande MIST reste la même et l'on obtient, en général, 3 bandes C correspondant à la même liste d'événements.

Le traitement des images digitales est effectué sur une grosse calculatrice; C D C 3600 ou C D C 6600, après la mesure.

La calculatrice dispose d'une mémoire centrale importante, capable de contenir une image digitale et le programme FILTRE (Fig. I-9). Les images sont introduites successivement, en mémoire, par filtre, à partir des trois bandes magnétiques C.

Le programme procède événement par événement. Le résultat du filtrage est placé sur une bande (D) suivant un format compatible avec celui du programme de reconstruction géométrique.

2 - Discussion

Le système présente certains avantages et inconvénients. Les uns sont propres à l'appareil, les autres à la configuration choisie.

Rapidité et sûreté : Le HPD est un appareil assez rapide. Sa vitesse varie de 50 à 100 événements/heure suivant les dimensions du cliché : 50 ou 35mm. Le taux de panne est peu important (Au cours de l'année 1967, la plupart des arrêts ont eu pour cause des mises au point)

Efficacité du Filtrage : Environ 80% des événements mesurés passent avec succès le cap de la reconstruction géométrique. Des difficultés subsistent dans le cas d'événements :

- présentant des traces courtes, ou à rou bure variable
- confus.

Il semble que l'accès à une image digitale entière et la possibilité d'avoir recours assez vite (contrairement aux solutions on-line) aux autres vues, pourrait accroître l'efficacité du filtrage. Ces possibilités sont assez peu utilisées.

Nous n'avons pas recours aux procédures de secours du type light-pen utilisées à Brookhaven.

Pré mesure : La pré mesure, telle qu'elle est pratiquée actuellement, alourdit considérablement le système. La notion de route sur laquelle s'appuie FILTRE impose une pré mesure complexe. Il est difficile de s'en affranchir.

Le programme y gagne une certaine sûreté, mais manque en contre-partie, de généralité. L'abandon de la notion de route nécessite sa réécriture complète.

De façon à ne pas alourdir plus le système, il est essentiel de réunir dépouillement et prêmesure. Le même opérateur procède au scanning et à la prêmesure. Celle-ci doit s'effectuer sur un appareil simple et prendre le minimum de temps.

Morcellement de la mesure : La configuration off-line impose le morcellement de la mesure en deux temps ; mesure et filtrage. Aussi, le délai séparant la mesure de son résultat - la reconstruction géométrique - peut atteindre plusieurs semaines. Un tel délai présente de graves inconvénients et nécessite des mesures de très bonnes qualités.

Le diagnostic immédiat de la reconstruction géométrique éviterait d'accumuler de mauvaises mesures. Pour l'instant, il n'a pas été possible de réunir FILTRE et la reconstruction géométrique, en un même passage. Cette réunion s'impose comme très nécessaire dans l'avenir.

Manipulations de bandes : Le choix des bandes magnétiques, comme support intermédiaire de l'information et le volume des images digitales impose la manipulation de nombreuses bandes. La gestion et le roulement de ces bandes, étant donné le délai entre la mesure et le passage par FILTRE, apparaît une lourde charge.

Temps de calcul : Le programme FILTRE actuel prend un temps considérable. (20s/événement de C D C 3600 comparé à 7s pour la reconstruction géométrique). Les raisons principales en sont :

- le volume de l'image digitale à manipuler
- le temps de lecture des bandes.

De plus le programme n'a pas été écrit pour aller vite, le souci principal ayant été qu'il fonctionne.

Dans l'avenir, l'existence de mémoires de masse d'accès rapide doit permettre de réduire les temps d'entrée-sortie, et de disposer des trois vues. Comme nous l'avons signalé, la possibilité d'effectuer simultanément, le filtrage et la reconstruction géométrique, sera un facteur décisif de progrès.

Pour l'instant, le temps de calcul est un des graves défauts du système actuel auquel, faute de disponibilités, il a été difficile de pallier efficacement.

3 - Raisons d'un choix et historique

Les performances du système HPD, tel qu'il est utilisé pour cette expérience, apparaissent inférieures à celles de certains autres systèmes récemment mis au point, ou en cours de réalisation. Les raisons de son choix doivent être replacées dans le cadre de la situation, telle qu'elle se présentait avant, et au moment de la prise des clichés, c'est-à-dire en 1965.

A cette époque, certains projets n'avaient pas encore abouti, et le nombre d'événements à mesurer excluait des méthodes classiques (100.000 4 branches). Seul, le système HPD semblait permettre de mesurer rapidement un grand nombre d'événements.

Les premières versions du système HPD, on-line- furent proposées en 1961 par P.Hough à Brookhaven, et B.Powell au CERN (3). Les premières images digitales furent obtenues en 1963.

A cette époque, M.Bloch et M.Schiff (11) proposèrent une solution off-line pour le Collège de France. C'était une solution réaliste car le Collège de France ne disposait alors ,

- ni de HPD
- ni de grosse calculatrice
- ni de programmeurs expérimentés.

La location d'une calculatrice de la puissance d'une C D C 3600 était envisagée, mais il n'était pas question de la réserver au seul HPD

Par contre le Collège de France disposait d'un petit groupe d'ingénieurs et de techniciens spécialisé dans "l'appareillage hautes énergies" .

Cette solution fut adoptée et le choix se fixa, pour la calculatrice, sur une C D C 3600 , homologue à celle que possédait le CERN.

La solution off-line se prêtait bien à la mise au point des programmes, car, pendant deux ans, en attendant nos propres images digitales, nous avons utilisé celles fournies par le HPD du CERN.

Le programme FILTRE, en attendant l'arrivée de la C D C 3600 de la Halle-aux-Vins, en 1966, a pu être mis au point sur d'autres calculatrices. Il était écrit en FORTRAN et utilisait les trains moniteurs habituels, c'est-à-dire qu'il se comportait comme un programme ordinaire .

Nous avons obtenu nos premières images digitisées sur des clichés de 35mm dans le courant de 1965, le HPD ayant été livré à Noël 1964.

L'année 1966 a été consacrée à des tests et en juin 1967 nous avons pu procéder aux premières mesures de films de 50 mm. La période de production a commencé en janvier 68.

Pour une première expérience, le système HPD off-line, est apparu une solution pratique et sure. Pratique, car cet appareil était le premier à grande capacité de mesure mis au point dans la région parisienne et le plus proche à vol d'oiseau. (Le Collège de France et la Halle-aux-Vins ne sont distants que d'une section d'autobus). Sure, car la relative modestie de nos moyens nous interdisait des solutions plus ambitieuses.

Notre laboratoire a participé à la mise au point du système pendant trois ans. La proximité du Collège de France, des liens d'amitié, ont également compté dans un choix qui est la suite naturelle d'un travail de plusieurs années.

A l'expérience, le système s'est révélé très imparfait. En particulier, notre programme FILTRE devrait être plus efficace et utiliser avec plus d'astuce les possibilités offertes par les solutions off-line (disponibilité de l'ensemble des images digitales, reconstruction géométrique avec diagnostic immédiat et procédures de secours, etc ...)

Les résultats des quelques recherches faites dans ce sens, seront présentes dans un prochain chapitre.

Mais nous avons pensé surtout à utiliser le système existant... malgré ses roues carrées..., imitant peut-être en cela ce héros romain qui, après avoir parcouru bien des champs de bataille, a trouvé sage de cultiver son champ.

C H A P I T R E I I

PREMESURE ET MESURE H P D

La prémesure a pour objet d'assurer une certaine efficacité à notre système de mesure en évitant d'aborder de front certains problèmes ardu de programmation. Elle apparaît assez lourde et une refonte du système permettrait sans doute des allègements considérables.

Il ne nous a pas été possible de procéder à cette refonte en cours d'expérience, et nous nous contenterons ici de décrire seulement notre système de production.

§ - I ORGANISATION GENERALE DE LA MESURE

Cette organisation est représentée Fig.II-1.

Le dépouillement et la mesure sont scindés en trois étapes

- Dépouillement et prémesure
- Mesure HPD et obtention des images digitales
- Traitement des images digitales et obtention des données d'entrée d'un programme de reconstruction géométrique.

La prémesure est, rappelons-le, une mesure manuelle et rudimentaire sur un appareil simple qui précède la mesure. L'obtention des images digitales et leur traitement, ont été décrites dans leurs grandes lignes au chapitre I , § IV-1 .

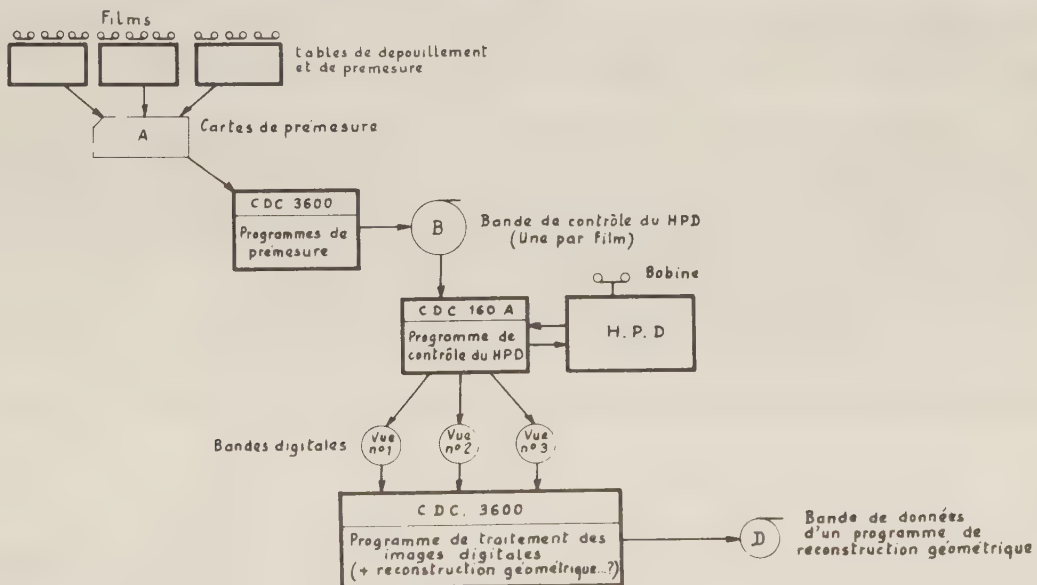


Fig. II.1 - Schéma général du système de mesure HPD off-line du Collège de France

§ - II LA PREMESURE

1 - Objet et principes généraux

Notre système est basé sur la notion de route, c'est-à-dire la prémesure des points d'interaction et de 2 points par trace et par vue (road guidance). Le problème de trouver les traces dans l'image digitale est ramené à celui, plus simple, de trouver les traces dans les routes. *

La prémesure étant une opération manuelle présente de nombreux inconvénients. Aussi, pour atténuer la lourdeur qui en résulte, il est nécessaire de chercher une solution simple et de se plier à certains impératifs.

Rapidité : La prémesure doit être rapide pour se différencier d'une mesure classique. Dans ce but, toutes les opérations doivent être simplifiées.

- certaines tables sont munies d'un dispositif d'arrêt vue à vue positionnant le cliché d'une manière pratique pour l'opérateur.
- En cours d'expérience, le nombre de vues à prémesurer a été réduit de 3 à 2 (La troisième vue est reconstruite à partir des 2 premières).
- L'affichage a été réduit au numéro de cliché et au numéro de vue.
- Les mesures s'effectuent d'une manière standard: nombre invariable de points par trace, ordre de mesure également invariable. On peut ainsi éviter d'afficher un ordre de mesure.
- Réduction au minimum du nombre de points à mesurer, compte-tenu de certains impératifs.

Robustesse et simplicité du matériel : La prémesure n'ayant pas besoin d'être très précise, il n'est pas nécessaire, à son point de vue, d'utiliser un matériel perfectionné. Par contre, ce dernier doit être robuste et peu sujet aux pannes. A cet égard, le choix des perforatrices IBM 026, matériel standard, à l'avantage de permettre des permutations de machines en cas de mauvais fonctionnement.

Sécurité : Il est nécessaire que l'électronique de digitisation des codeurs soit fiable. En l'absence d'une liaison avec un petit calculateur qui permettrait de détecter des erreurs, il faut suivre de près la qualité des prémesures. Sur une carte perforée, une erreur se traduit par des fausses perforations ou des nombres erronés. Pour détecter ces erreurs, nous avons choisi de mesurer plus de points qu'il n'était nécessaire afin d'effectuer certains contrôles. Nous mesurons, par évènement :

- 2 croix au lieu d'une (la distance des croix est un contrôle)
- l'apex au début de chaque trace

Un matériel fiable permet d'éviter ces redondances.

* Pour cette raison, tous les systèmes HPD de la "première génération" ont adopté cette solution.

Simultanéité du dépouillement et de la mesure : Cette simultanéité est indiquée si l'on désire éviter une gestion trop lourde.

Elle demande des opérateurs bien rodés. La même personne trouve l'évènement et effectue la mesure. Il est possible, par un numéro de code, d'indiquer des particularités de scanning (par ex.: paires d'électrons, désintégrations de particules étranges (V^0 , V^+ , etc..)) De plus, on dispose de la possibilité d'attribuer un "label" à chaque point. Utilisé astucieusement, ce label permet de signaler des particularités intéressantes pour la mesure ou l'interprétation

- arrêt d'un proton dans la chambre.
- cassure d'une trace (K ou $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$)
- trace reconnue par son ionisation

Bien utilisées, ces possibilités permettraient de se passer d'une liste de scanning et de faciliter l'interprétation.

2 - La prémesure des évènements et les cartes de prémesure (12)

La prémesure d'un évènement s'effectue de la manière suivante

- mesure d'un point de repère (ou garage) , et de deux croix
- mesure des traces (apex et 2 autres points)

L'ordre des traces est le même sur les 2 ou 3 vues. Entre 2 vues, le numéro de caméra doit être changé. De même, le numéro de cliché, de code, ... à la fin de chaque évènement.

Les cartes perforées ont été choisies comme support de l'information. Elles étaient la seule possibilité, peu coûteuse, à l'époque, et leur emploi présente certains avantages

- Facilités de corrections, de tri (éliminer une mauvaise mesure revient à mettre une carte à la corbeille)
- Contrôle facile, par l'opérateur, de son travail.
- Accès direct à tel ou tel évènement.

L'inconvénient est le volume de cartes à manipuler qui tient, en grande partie, à la complexité de notre prémesure. *

Les cartes, elles-mêmes, sont divisées en deux parties

- La première, perforée automatiquement, comprend le numéro de vue, de cliché , de code, etc ...
- La seconde correspond aux points (6 points au maximum par carte)

L'opérateur fait précéder son paquet d'une carte spéciale (nom, table, date, etc...)

* Le seul système vraiment avantageux serait d'être relié en temps réel à une petite calculatrice.

3 - Les tables de prémesures

Une unité comprend :

- Une table de projection (Fig.II-2)
- Un système de codage (codeurs et électronique associés)
- Une perforatrice IBM 026
- Un tableau d'affichage

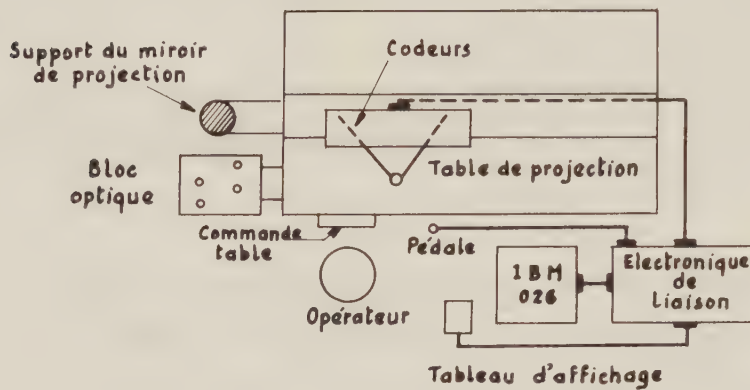


Fig. II.2 - Disposition d'un ensemble de prémesure

- Les quantités à afficher figurent sur un boîtier de 12 digits appelés constantes. L'affichage du tableau des constantes est très rapide
- Les tables de projection ont été construites par la Société SOPELEM. Nous disposons d'un ensemble de 5 tables

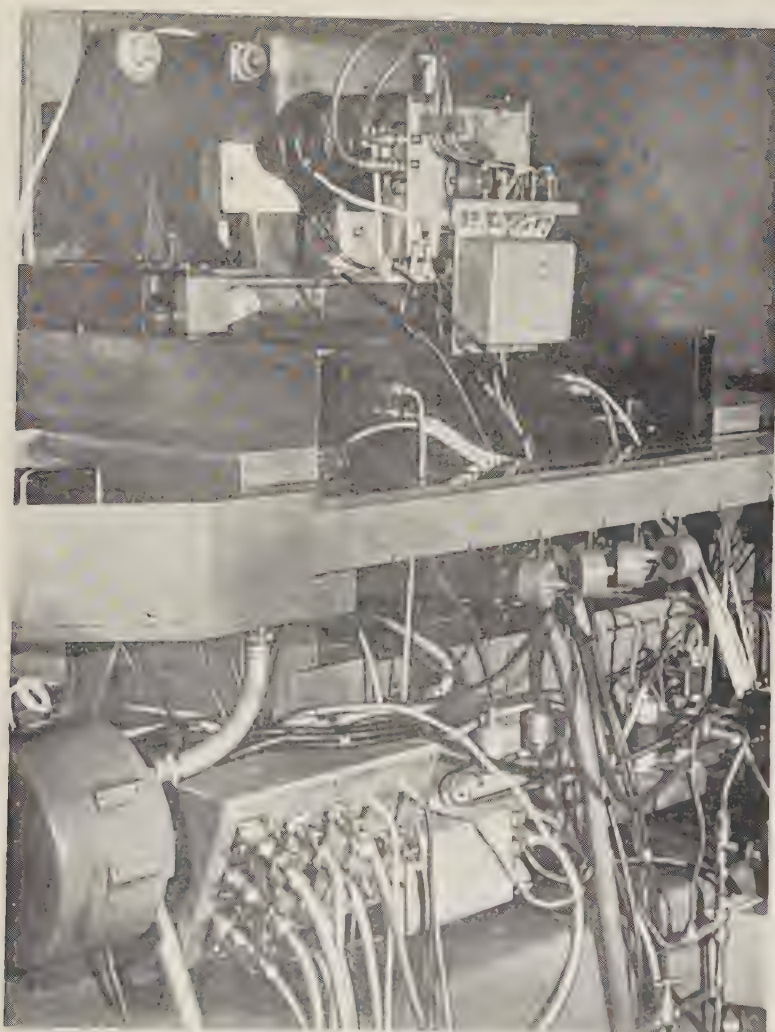
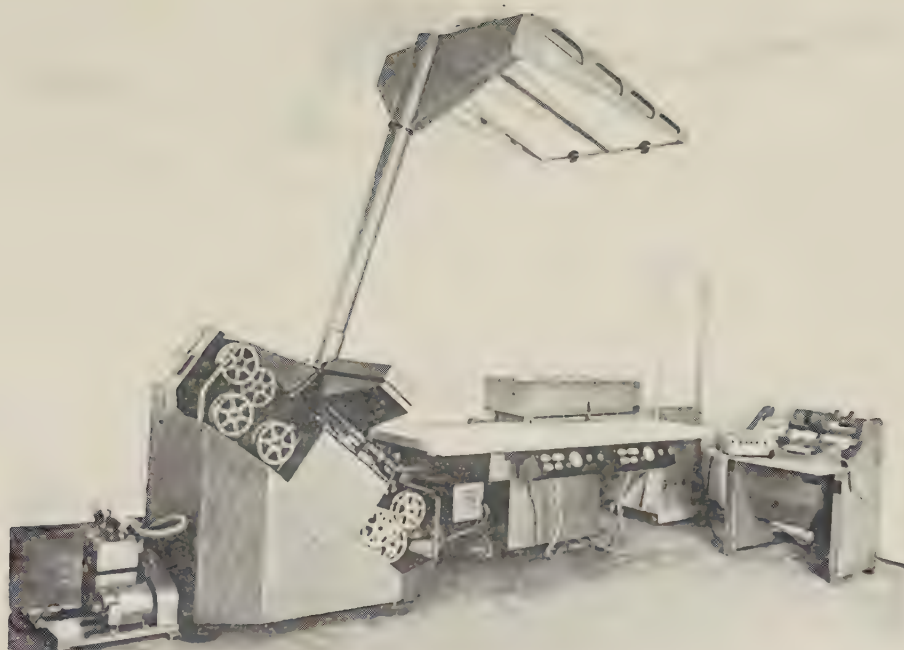


Fig. II.3 - Table de pr mesure SOPELEM et vue générale du HPD

L'image est projetée en grandeur nature, sur la table, par un système de miroirs supporté par un bati. La longueur de l'image -2 m- impose un optique soigné. Le bloc optique comprend 4 projecteurs groupés par deux. Il est possible de projeter ⁴ vues sur une moitié de la table ou 2x2 vues sur l'ensemble. En prémesurant sur 2 vues, la table peut être utilisée à 2 postes de prémesure ou à un poste de prémesure et un poste destiné à d'autres usages : dépouillement, interprétation. Certaines tables sont pourvues d'un dispositif d'arrêt vue à vue.

Les codeurs ont été construits par la société SFAT sur le principe des "bidules à fil" mis au point au Collège de France. Ces appareils mesurent la distance à deux points fixes ou "pôles" distants d'environ 80cm. Les derniers ensembles ont été munis de capteurs d'impulsions optiques Eydenhyne et se révèlent assez fiables.

Le pas des codeurs (valeur de l'unité) est actuellement de 200 μ sur la table. L'électronique associée, prévue pour sortir sur cartes, est lente.

§ - III LES PROGRAMMES DE PREMESURE

1 - Organisation générale

Les prémesures sont gérées par deux programmes MISTY et MIST

MISTY assure la vérification journalière des cartes (Fig.II-4) et le transfert des prémesures sur bandes magnétiques.

MIST à partir de la bande ($\alpha \beta$) prépare la bande de contrôle du HPD qui sera lue lors de la mesure par la 160A.

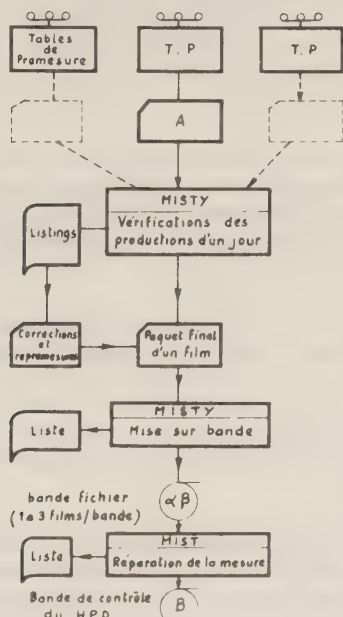


Fig. II.4 - Organisation des programmes de pré-mesure

Il peut sembler superflu de passer par une bande magnétique intermédiaire ($\alpha \beta$) au lieu de confectionner directement la bande de contrôle du HPD

- En réalité les cartes ne sont avantageuses qu'au moment de la mise au propre

- Il s'écoule un délai de plusieurs semaines au moins entre la prémesure et la mesure.

- MIST utilise certaines données qui proviennent d'un étalonnage du HPD et la bande de contrôle ne peut être créée que peu de temps avant la mesure.

- Les coordonnées des bidules à fils ne sont pas cartésiennes.

- Il est agréable de disposer d'une liste propre des événements prémesurés.

2 - Le programme MISTY⁽¹²⁾

Ce programme a, comme nous l'avons vu, deux rôles:

- Vérification des productions journalières: Cette vérification est importante et doit être effectuée rapidement, de façon à maintenir constante la qualité de la prémesure et détecter rapidement les défaillances de l'appareillage ou des opérateurs.

Les caractéristiques de la production journalière en période pleine sont les suivantes :

- 4 à 5 tables de prémesure
- 40 à 45 evts/poste de 3h30
- 3 à 4 postes par jour
- 150 à 200 évènements par table et par jour
- 6 cartes par évènement

soit environ 1000 cartes par table et par jour. Les cartes sont vérifiées dans la journée ou le lendemain. Le programme fournit un listing contenant la liste des évènements avec leurs erreurs éventuelles et un tableau récapitulatif. Son examen attentif permet de déceler l'amorce de défaillances.

Les vérifications auxquelles se livre MISTY sont simples (cohérence de la séquence des cartes, de la distance des croix, de l'ordre des traces, bon espacement des points, etc...)

- Mise sur bande : La mise au propre utilise les résultats de la vérification journalière. L'objet en est de constituer un paquet final contenant tous les évènements prémesurés d'un film, aussi correct que possible.

Si le taux de rejet est important (supérieur à 5% par exemple), on peut décider de reprémesurer certains évènements. L'opération est avantageuse si le film est encore en place, d'où la nécessité d'une vérification rapide.

Quelques erreurs peuvent être corrigées manuellement (mauvaises perforations, cartes oubliées dans le paquet). Les évènements rejetés à la prémesure, n'introduisant pas de biais particulier, il est plus simple, s'ils sont peu nombreux, de les éliminer et d'en garder la trace par une simple carte indiquant la cause du rejet et la position de l'apex. Cette carte est incluse dans le paquet à la bonne place.

Le paquet, une fois les opérations de tri, correction, rangement terminées, est traité par MISTY et les prémesures sont placées, sous une forme plus commode, sur la bande magnétique intermédiaire (α β)

3- Le programme MIST : Ce programme prépare la bande de contrôle du HPD.
Création de la bande de contrôle : cette bande contient dans un format convenable et par vue :

- Un enregistrement destiné à transister, tel quel , à travers la 160A pour figurer comme en-tête d'une image digitale : points de prémesure, numéros de cliché, de film, d'évènement , etc..
- Pour la mesure ; le numéro du cliché, le nombre de marques de Brenner par rapport au cliché précédent, le nombre de balayages à effectuer et leur nature, les masques

Le HPD est muni d'un dispositif de comptage des marques de Brenner . Ce dispositif lui permet d'aller d'un cliché au suivant.

NB: Nous obtenons, d'une manière approchée les données Brenner par un examen au projecteur (recherche des marques pales ou manquantes). En cours de mesure une erreur de positionnement se voit aussitôt sur les écrans de visualisation (§ IV) et peut être corrigée. Nous avons éliminé les films possédant de mauvaises marques de Brenner.

- Etude des balayages : La notion de balayage sera introduite au paragraphe suivant. Il existe deux catégories de balayage :

Le balayage normal, où la progression des lignes de balayage se fait suivant l'axe du cliché. Ce balayage donne une bonne mesure des traces dont l'inclinaison, avec cet axe, est faible ou moyenne (inférieure à 60°).

Les balayages orthogonaux ou anormaux, où la progression s'effectue dans le sens transverse. Ces derniers, conviennent aux traces latérales.

L'examen des inclinaisons permet de déterminer, dans MIST, quels sont les balayages nécessaires. La plupart des traces, qui sont peu inclinées, entrent dans le balayage normal.

Nous avons choisi cinq balayages anormaux standards disposés de façon à ce qu'ils recouvrent la zone utile du cliché (120x50mm), et contiennent, chacun, 3 marques fiduciaires. Ce nombre assure un recouvrement suffisant dans tous les cas (la largeur d'un balayage est d'environ 50mm).

Parmi ces balayages, on choisit un balayage contenant toutes les traces anormales, et, tel, que la position de l'apex soit à peu près au milieu (Fig.II-5)

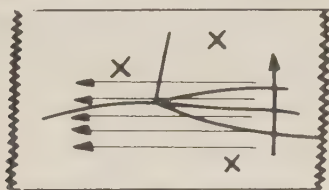


Fig. II.5 - Exemple de balayage anormal

Pour prévoir la position du balayage et donner des ordres au HPD en conséquence, il faut connaître approximativement la position standard d'un point de repère (pratiquement croix de prémesure) dans le plan de l'image digitale et les relations entre balayages normaux et anormaux. Ces données (au niveau

de MIST une valeur approchée est suffisante) sont fournies par un étalonnage du HPD.

- Etude des "Masques" : La position d'un point de repère dans le plan HPD variant peu pour un film ou une série de films, il est possible de se servir de la prémesure pour effectuer un tri simple, des digitisations au moment de la mesure.

Supposons que la mesure d'un film nous ait fourni la position d'un point de repère A dans le plan de l'image digitale (X O W). Cette position est affectée d'une certaine incertitude provenant de facteurs divers (fluctuation dans le positionnement du cliché par un rapport au presse-film, variations dans la position de la croix sur le film, etc..)

Connaissant l'échelle des axes, les autres points de repère, les points de prémesure, il est facile de replacer cet ensemble dans le plan HPD, puis de tracer des arcs de cercle ou de paraboles reproduisant les traces (Fig.II-6)

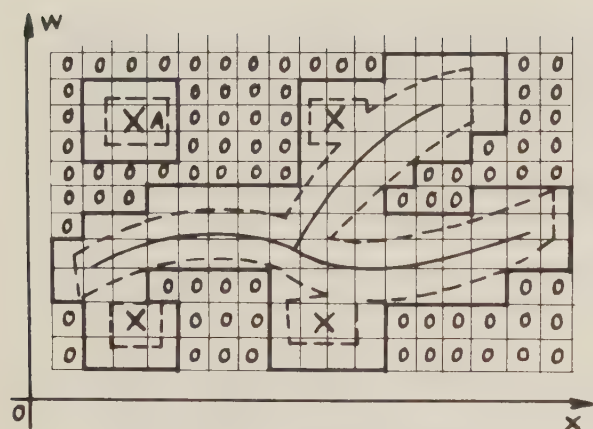


Fig. II.6 - Principe du masque

Compte-tenu des diverses causes d'erreurs et des écarts des traces avec la forme circulaire, il est possible de prévoir une zone dans laquelle se trouveront certainement les digitisations réelles. Cette zone épouse la forme de l'événement. Lorsque le HPD est contrôlé par une calculatrice assez puissante, on peut calculer la forme des routes et attribuer directement les digitisations à une trace ou à une autre.

Avec une petite calculatrice on ne peut effectuer cette sélection (gating) au moment de la mesure, faute de temps et de puissance. Cependant, la réduction des données obtenue étant très intéressante (élimination de 70% des digitisations), nous avons remplacé le gating par une sélection plus simpliste. Nous définissons la forme de la zone par un tableau

de nombres ou " masque " que nous calculons avant la mesure au niveau de MIST.

Le plan HPD est divisé en carrés, par une suite de lignes parallèles et perpendiculaires. Le côté d'un carré est une puissance de 2, ce qui facilite les calculs binaires.

Chaque fois qu'un carré est contenu dans la zone ou mordu par elle, il est retenu et affecté du digit 1. Les autres sont affectés du digit 0. Ce tableau logique (constitué de 1 ou de 0) est calculé par MIST et placé sur la bande B pour être utilisé à la mesure (§ IV). L'examen de l'état de chaque case du tableau revient à appliquer un masque au cliché.

MIST calcule les masques pour tous les balayages anormaux et normaux

§ - IV LA MESURE HPD

Le HPD en tant qu'appareil et technique a fait l'objet de plusieurs études et publications (3), dans le détail desquelles il n'est pas possible d'entrer. Nous nous contenterons d'introduire les notions les plus importantes pour la suite.

1 - Obtention des images digitales

a) Le balayage normal

Les chariots X et Y, les axes de référence

Au moment de la mesure, le film est solidaire d'un chariot mobile suivant deux directions perpendiculaires OX et OY. Ses déplacements sont donnés par les indications de deux codeurs Ferranti. Pratiquement il se déplace selon l'une ou l'autre des deux directions.

X et Y représentent la position du chariot, caractérisé par un de ses points B. L'origine est la position de ce point quand les codeurs sont au 0. Cette origine est fixe tant que l'on ne change pas le 0 des codeurs. Pratiquement, ce zéro varie très peu, le positionnement en début de mesure, se faisant toujours de la même façon.

Pour que ce plan ait la même orientation que celui de la prêmesure, ou du scanning, il convient d'orienter la fente contrairement à OY.

Les vecteurs $\vec{I}$, $\vec{J}$, $\vec{U}$ représentent la direction et le pas des divers codeurs.

b) La mesure anormale

Le chariot se déplace parallèlement à OY (en réalité c'est l'inverse : le chariot reste fixe et c'est la fente qui se déplace)

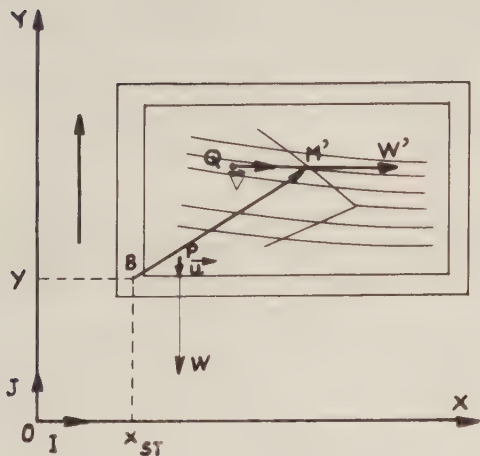


Fig. II.9 - Mesure anormale

- X garde une valeur constante x_{ST}
- L'image fixe de la fente anormale est QW' , d'origine Q et orientée parallèlement à OX
- L'ordonnée W' d'un point est donnée par l'électronique, quand la bulle M qui suit le mouvement du chariot rencontre le spot volant qui parcourt QW' .

Les 3 coordonnées de M' sont maintenant

$$\begin{cases} x_{ST} \\ Y \\ W' \end{cases} \quad \vec{OM'} = W' \vec{V}$$

et le couple pris en considération Y, W' .

2 - Les coordonnées HPD

Les coordonnées HPD sont un ensemble de 3 nombres

- La position du chariot (X,Y)
- Ordonnée du spot : W en balayage normal , W' en balayage anormal.

Une de ces coordonnées (Y en balayage normal, X en balayage anormal) est pratiquement constante et pour cette raison est appelée coordonnée muette. Dans ces conditions , le cliché peut être rapporté à deux systèmes d'axes quasi-rectangulaires ; X O W plan normal et Y O'W plan anormal. Les origines O et O' dépendent des coordonnées muettes et de la disposition des fentes.

Les problèmes de passage d'un plan à l'autre seront abordés au chapitre suivant

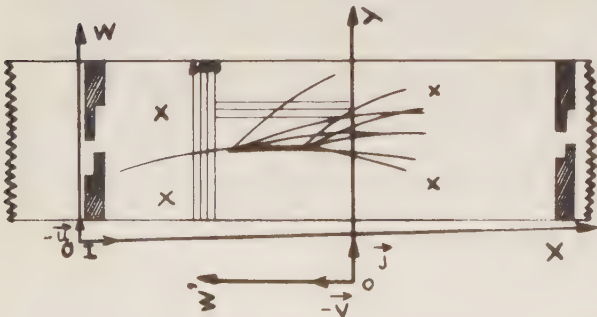


Fig. II.10 - Plans HPD normaux et anormaux

Principales caractéristiques ;

- pas des codeurs ferranti $|\vec{i}| = |\vec{j}| = 2 \mu$
- valeur des unités W et W' $|\vec{u}| \approx |\vec{v}| \approx 1.6 \mu$
- espacement des lignes de balayages . $\sim 80 \mu$
- nombre de lignes de balayage par cliché 1000 à 2000
(la longueur utile mesurée est environ 12cm)
- course du spot $\sim 50\text{mm}$
- valeurs maximums des W . ~ 32000 .
- intervalle utile pour les X 0 à 100.000
- course en Y pour un balayage anormal < 25000 .

Ces valeurs sont obtenues pour un balayage moyen et un bon positionnement du film.

3 - La mesure HPD

L'organisation de la mesure HPD est représentée sur la figure II.11

La bande MIST contient comme nous l'avons signalé plus haut :

- Les enregistrements de prémesure destinés à être transmis tels quels.
- Le nombre de clichés à dérouler , le nombre et la position des balayages .(Cette position est définie, principalement, par la coordonnée muette)
- Les masques pour chaque balayage

La bande de sortie (c) contient les enregistrements de prémesure et les images digitales.

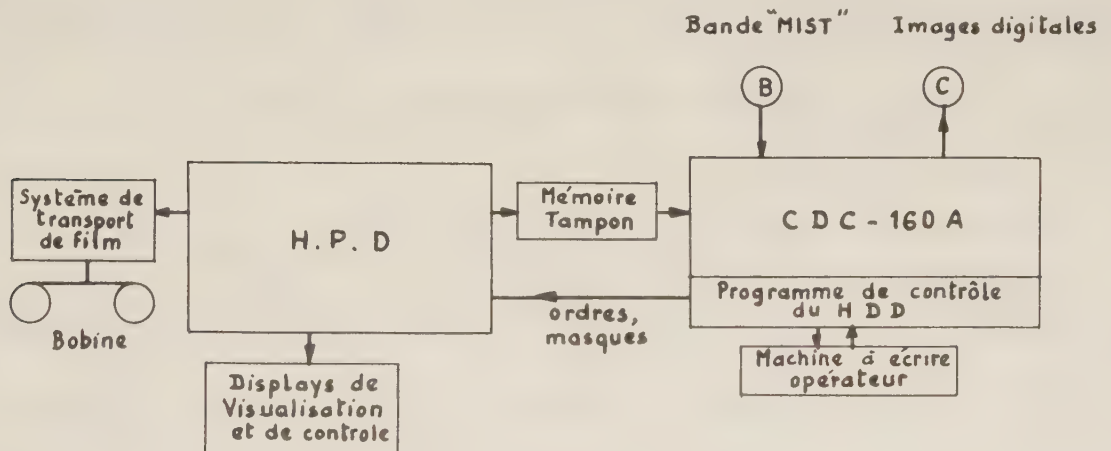


Fig. II.11 - Organisation de la mesure HPD

La CDC 160 A extrait de la bande de prémesure les ordres à donner au HPD et les masques. En cas de difficulté, elle a recours à une machine à écrire et à un opérateur. Celui-ci peut commander ou interrompre la mesure, à partir de la machine à écrire, en tapant quelques lettres sur le clavier.

Les principaux ordres transmis au HPD sont : Dérouler le film de tant de clichés, retour du chariot en butée, mesure normale et anormale. La séquence des opérations s'effectue automatiquement. Périodiquement, la mesure s'arrête pour que l'opérateur s'assure que tout va bien.

En sens inverse, le HPD fournit les digitisations. Le flot des digitisations, qui est très irrégulier, provoquant ainsi des à-coups, est régularisé par une mémoire tampon qui joue le rôle de salle d'attente. La CDC 160 A groupe les digitisations en enregistrements et constitue la bande C. Tous les enregistrements écrits sont lisibles par la CDC 3600 et possèdent une étiquette précisant leur nature (points de prémesure, images digitales).

Les masques servent à effectuer la pré-sélection ou pregating, dont nous avons parlé. Le Pregating est programmé, en dehors, de la calculatrice sur des circuits imprimés, ce qui permet de l'effectuer très rapidement ⁽¹³⁾.

Deux "displays" (écrans de tubes à rayons cathodiques) permettent de visualiser simultanément l'image digitale masquée et non masquée. On peut ainsi contrôler le bon centrage de l'événement dans le masque et éventuellement le recentrer en agissant sur le transport de film. L'examen du display est très utile car il permet de contrôler, à tout moment, que la mesure s'effectue correctement, en particulier qu'il n'existe pas de décalage entre la bande de prémesure et le film. (Dans ce cas le masque paraît vide)

La mesure d'un événement terminé, il convient de passer au suivant. La calculatrice fournit le nombre de clichés à dérouler au transport de film. Ce dernier positionne le cliché en comptant les marques de Brenner, la dernière comptée lui permettant de s'arrêter avec précision. Il est possible de régler cette position d'arrêt. Ce réglage s'effectue sur la première photo mesurée, de façon à ce que le masque soit bien centré.

Remarque : Une seule bobine est montée sur le HPD, à la fois. On mesure, en général, trois bobines par film. Les bobines sont mesurées l'une après l'autre.

Il est fréquent qu'une bande magnétique ne suffise pas pour une bobine, si les événements sont abondants. Nous utilisons des bandes suites. Tous les 250 événements environ, il faut changer la bande C.

Par contre, on utilise la même bande de prémesure. Celle-ci est rembobinée pendant que l'on change de bobine.

4 - Principe de pregating

Le pré-gating est l'opération de présélection dont nous avons parlé.

Le masque se présente sous la forme de digits binaires. Chaque digit, 0 ou 1, correspond à un carré sur le cliché de côté $2^{10} = 1024$ unités HPD, ce qui correspond à 2mm sur le film.

Soit X et W les digitisations d'une bulle. Les numéros de colonne et de lignes de la bulle, i et j, sont :

$$i = \frac{X}{2^{10}} + 1, \quad j = \frac{W}{2^{10}} + 1$$

Les coordonnées étant sous forme binaire, une division par une puissance de 2 revient à écarter les digits les moins significatifs. L'adresse de la case s'obtient simplement en retenant les digits les plus significatifs.

Ces deux opérations, trouver l'adresse de la case, examen d'un flip-flop, sont simples et faciles à réaliser électroniquement. Primitivement, le pregating était effectué par la calculatrice.

Maintenant, la préselection des digitisations est incluse dans l'électronique HPD. Cette solution a l'avantage d'être beaucoup plus rapide et de soulager la 160 A en diminuant le taux d'arrivée des digitisations. Le contrôle de l'efficacité du pregating est facilité par la visualisation directe du résultat sur un écran.

L'application du masque a pour effet de réduire le volume de l'image digitale de 50 à 15.000 digitisations au maximum. Cette réduction est très importante pour le nombre d'événements placés sur la bande, et la place en mémoire centrale.

CHAPÎTRE III

TRAITEMENT DES IMAGES DIGITALES

Le traitement des images digitales a pour objet de fournir la position précise des marques fiduciaires et des traces sur les clichés en vue de procéder à des reconstructions géométriques.

Cette information est contenue, en vrac, dans l'image digitale, représentation mathématique fidèle d'un cliché, avec un grand nombre d'informations parasites. La difficulté du traitement réside dans ce tri, qui doit tenir compte d'un grand nombre de configurations possibles pour être efficace.

Notre programme FILTRE est basé sur le système des routes.

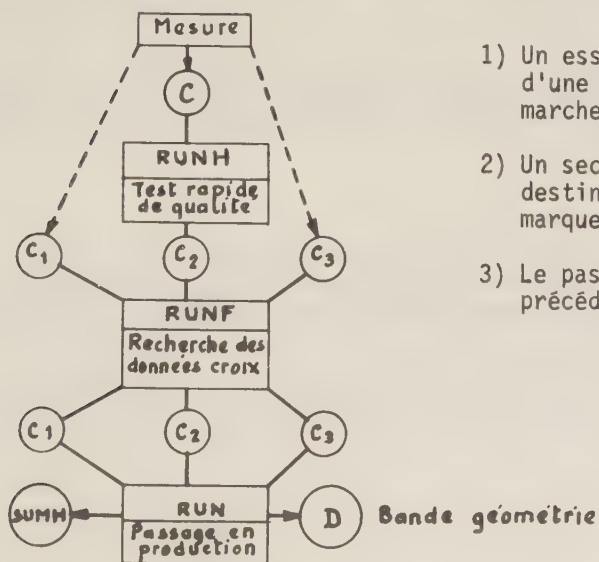
I - ORGANISATION DU TRAITEMENT DES IMAGES DIGITALES

1 - Organisation du traitement

Le passage par FILTRE, d'un grand nombre d'événements (production) est une opération délicate qui demande des précautions (à raison de 15s/evt de CDC 3600, il faut 1h pour traiter 250 événements).

Le programme possède 2 options d'essai et une option de production.

La figure III-1 indique la séquence des opérations.



- 1) Un essai portant sur une vingtaine d'événements d'une bande destiné à s'assurer de la bonne marche du HPD
- 2) Un second essai sur une vingtaine d'événements destiné à obtenir de bonnes données pour les marques fiduciaires.
- 3) Le passage en production, si les deux essais précédents s'avèrent satisfaisants.

Fig. III.1 - Organisation du traitement des images digitales

2 - Les principales options du programme FILTRE

Les options du programme FILTRE sont choisies à l'aide d'une simple carte donnée sur laquelle figure le nom de l'option: RUNH, RUNF, RUN, VISU (option permettant de visualiser des détails du traitement), etc...

La recherche des traces est court-circuitée dans les options RUNH et RUNF.

Inversement, en mode RUN, les calculs effectués dans RUNH sont ignorés et en mode RUNF les critères d'acceptation des marques fiduciaires sont relâchés.

A ce sujet, il n'a pas été possible de réunir en un seul programme les trois options. On utilise, pour RUNH, une version simplifiée de FILTRE.

a) Option RUNH : L'option RUNH est surtout utilisée au début d'une période de mesure. Elle a pour but de recalculer les constantes HPD et d'effectuer une vérification rapide de la bonne marche de l'appareil

En régime de croisière, il suffit de passer par RUNH périodiquement. Ce test rapide consomme peu de temps.

Les principaux résultats sont:

- les valeurs des constantes HPD
- un histogramme de la position dans le plan HPD de la première croix de pré mesure (on vérifie ainsi les performances du système d'arrêt)
- un test sur les derniers digits des digitisations W qui doivent être uniformément répartis entre 1 et 16.

b) Option RUNF: Le passage en RUNF précède de peu le passage en production. C'est essentiellement un coup d'essai. La pratique montre que la disposition des marques fiduciaires varie légèrement d'un film à l'autre, et demande d'être recalculée. On profite de la nécessité d'un coup d'essai pour effectuer ce calcul.

RUNF fournit la position standard d'une croix et la disposition de l'ensemble des croix en microns sur le film.

Il arrive que l'on doive passer plusieurs fois par RUNF, en particulier, si le cadrage ou le réglage du dispositif d'arrêt vue à vue ont été modifiés à la mesure. Il suffit de relâcher alors certains critères d'acceptation (cf. recherche des croix) pour obtenir les croix.

c) Option RUN : Le mode RUN est réservé à la production. En général, la mesure d'un film fournit plusieurs triades. (Ensemble de trois bandes digitales correspondant à un groupe de 250 événements). Pour éviter de trop grosses productions, on traite une triade à la fois.

Les données des croix peuvent varier légèrement d'un film à l'autre. Elles sont introduites sous forme de DATA (perforées par RUNF) par un petit programme FORTRAN.

Les résultats de FILTRE sont placés, événement par événement, sur la bande d'entrée géométrie (D)

Il est intéressant, pour étudier les performances du programme, de pouvoir disposer des résultats intermédiaires. A cet effet, ces résultats peuvent être stockés sur une bande spéciale S (indiquée en pointillé sur le schéma) et étudiés par ailleurs par un autre programme appelé SUMH. Ce programme est très utile. On passe par SUMH lorsque l'on désire étudier la qualité des mesures.

II - PROBLEMES D'ETALONNAGE

Un étalonnage est nécessaire pour déterminer les constantes du HPD dont nous avons parlé plus haut. Ces constantes permettent de relier les balayages anormaux au balayage normal.

L'expérience montre que ces nombres varient de façon négligeable au cours d'un run (période de mesure). Leur valeur semble dépendre légèrement de la position des points de repère servant à leur détermination sur le cliché. Ces variations peuvent être aussi négligées.

1 - Définition des constantes HPD

Reportons-nous aux figures II-8 et II-9 du § II-2.

Nous y avons défini les vecteurs unités $\vec{I}$, $\vec{J}$, $\vec{U}$, et $\vec{V}$.

Les longueurs de I et J correspondent au pas des codeurs ferrantis. $\vec{I}$ et $\vec{J}$ sont égaux et perpendiculaires à une très bonne précision. U et V représentent le pas des réseaux W et W' ramenés sur le film. Leur longueur, en principe égale, n'est plus absolue, mais dépend du réglage et du grandissement des optiques normales et anormales.

$\vec{U}$, $\vec{J}$ et la distance des fentes sur le film PQ sont considérées comme des constantes de fonctionnement du HPD. $\vec{U}$ et $\vec{V}$ s'expriment en fonction de $\vec{I}$ et $\vec{J}$ par

$$\vec{U} = \epsilon_1 \vec{I} + k_1 \vec{J} \quad (1)$$

$$\vec{V} = k_2 \vec{I} + \epsilon_2 \vec{J}$$

k_1 et k_2 sont les termes principaux et représentent approximativement le rapport du pas des réseaux W et des réseaux ferrantis.

Les inclinaisons ϵ_1 , ϵ_2 sont voisines de 0 et dépendent linéairement de la vitesse du chariot.



- Fig. III.2 -

En effet , l'électronique transmet la coordonnée X ou Y , une fois par ligne, quand le spot revient en P ou Q ($W = 0$ ou $W' = 0$) . (Fig.III-2)

La valeur mesurée de l'abscisse est légèrement inférieure à sa valeur réelle. Si v est la vitesse λ une constante de proportionnalité.

$$X_{\text{reel}} = X_{\text{mes}} + \lambda \cdot v \cdot W$$

L'écart $\lambda v W$ correspond à une inclinaison dynamique de la fente par rapport à sa position quand le chariot est au repos.

La dernière quantité indépendante de l'origine des codeurs Ferrantis est le vecteur $\vec{PQ}$ de composante X_0, Y_0

$$\vec{PQ} = X_0 \vec{I} + Y_0 \vec{J}$$

Il suffit de connaître $k_1, k_2, \epsilon_1, \epsilon_2, X_0, Y_0$ et les coordonnées muettes X_{ST}, Y_{ST} pour pouvoir passer d'un balayage à l'autre.

Dans la pratique

$$k_2 \approx -k_1$$

$$\epsilon_1 \approx \epsilon_2 \approx 0$$

2 - Formules de transformations entre balayages

Il s'agit d'écrire les formules faisant correspondre les coordonnées X, W, Y_{ST} et Y, W', X_{ST} .

Ces formules s'obtiennent facilement en écrivant que la position relative du chariot (symbolisé par un point B) et d'une bulle reste invariable, ou encore, que le vecteur $\vec{BM}$ reste équipollent à lui-même (Fig.II-8 et II-9)

$$\vec{BM} = \vec{B'M'}$$

On introduit les vecteurs $\vec{I}$ et $\vec{J}$ en explicitant

$$\vec{OB} = X \vec{I} + X_{ST} \vec{J}$$

$$\vec{OB'} = X \vec{I} + Y \vec{J}$$

$$\vec{PQ} = X_0 \vec{I} + Y_0 \vec{J}$$

$$\vec{PM} = W \vec{U}$$

$$\vec{QM'} = W' \vec{V}$$

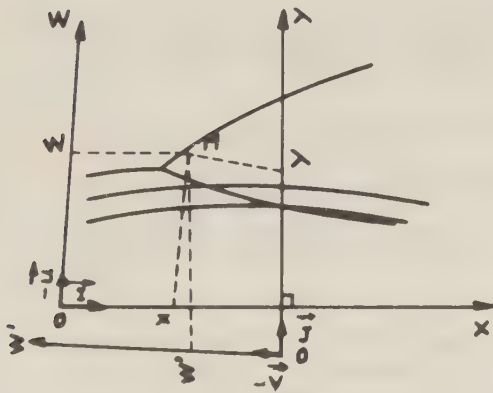
On obtient ainsi les formules de transformations :

$$\begin{aligned}
 N \rightarrow A \quad Y &= -\frac{\epsilon_2}{k_2} X - \frac{(k_1 - \epsilon_1 \epsilon_2)}{k_2} W + (Y_{ST} + Y_0) + \frac{\epsilon_2}{k_2} (X_{ST} - X_0) \\
 W' &= -\frac{1}{k_2} X + \frac{\epsilon_1}{k_2} W + \frac{(X_{ST} - X_0)}{k_2}
 \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 A \rightarrow N \quad X &= -\frac{\epsilon_1}{k_1} Y - \frac{(k_2 - \epsilon_1 \epsilon_2)}{k_1} W' + (X_{ST} - X_0) + \frac{\epsilon_1}{k_1} (Y_{ST} + Y_0) \\
 W &= -\frac{1}{k_1} Y + \frac{\epsilon_2}{k_1} W' + \frac{(Y_{ST} + Y_0)}{k_1}
 \end{aligned} \quad (3)$$

faisant passer du plan HPD normal (X, W) au plan HPD anormal (Y, W') et réciproquement.

Ces formules sont linéaires. Leur signification paraît plus intuitive si nous oublions l'origine des coordonnées pour considérer (X, W) et (Y, W') comme les coordonnées d'un même point dans deux systèmes d'axes différents. (Fig.III - 3)



- Fig. III.3 -

En posant :

$$\vec{OM} = X \vec{I} - W \vec{U}$$

$$O'M = Y \vec{J} - W' \vec{V}$$

$$O\vec{O}' = (X_{ST} - X_0) \vec{I} - (Y_{ST} + Y_0) \vec{J}$$

les formules précédentes sont vérifiées.

Les vecteurs unités des plans HPD normaux et anormaux apparaissent comme étant

$$\vec{I} \text{ et } -\vec{U}, \vec{J} \text{ et } -\vec{V}$$

C'est cette représentation que nous prendrons, par la suite, en considérant que le cliché est rapporté à ces deux systèmes d'axes.

Le passage de (X, W) à (Y, W') s'obtient par une translation $O O'$ et l'échange des axes $(\vec{I}, -\vec{U})$ et $(\vec{J}, -\vec{V})$ soit une quasi-rotation de 90° .

3 - Détermination des constantes

La détermination des constantes s'effectue en mode RUNH. Elle est nécessaire après tout changement du réglage optique, c'est-à-dire, surtout au début d'une série de mesures.

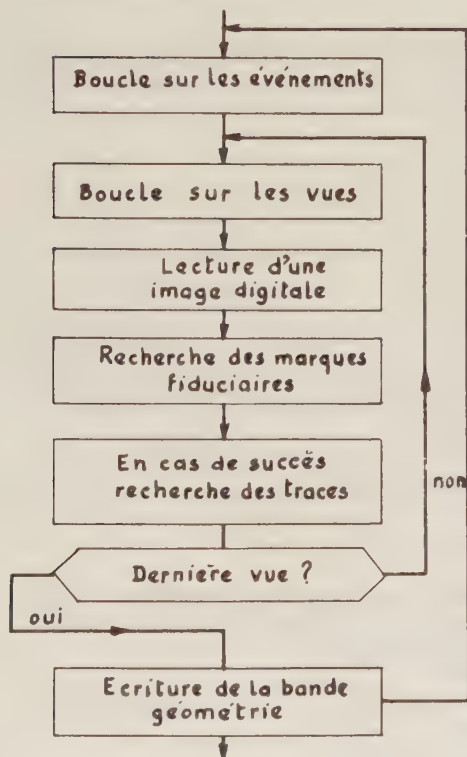
En temps ordinaire, il est suffisant de s'assurer qu'elles varient peu.

Le calcul, lui-même, s'effectue facilement. Les marques fiduciaires sont des points de repère faciles à obtenir dans les deux balayages. La position de 3 croix dans les deux balayages (il est difficile avec la chambre de 2m. d'obtenir plus de 3 croix en balayage normal) suffit à définir les 6 coefficients de la transformation linéaire et à calculer les constantes.

On effectue la moyenne sur une vingtaine de clichés.

III - LE TRAITEMENT D'UN EVENEMENT

1 - Schéma général



L'organigramme ci-contre, montre les grandes lignes du traitement.

Les trois vues sont traitées indépendamment. La boucle sur les vues comprend trois phases:

- Lecture des données de prémesure et entrée en mémoire de l'image digitale.
- Recherche des marques fiduciaires.
- Recherche des traces.

Cette dernière partie constituant l'essentiel du programme, nous lui consacrerons le paragraphe suivant :

Les trois bandes C sont lues alternativement. En fin d'événement, les résultats sont transférés sur la bande de géométrie.

Fig. III.4 - Organigramme du traitement d'un événement

2 - La mise en place des données

Les bandes données comprennent des enregistrements de prémesure et les digitisations

a - Lecture et mise en place : La lecture d'un enregistrement de prémesure (entête) ne présente pas de difficultés. La nature de l'enregistrement - entête ou digitisations - est reconnue au moment du décodage.

Les digitisations sont groupées en enregistrement de 1000 à 2000 mots de 48 bits à raison de deux digitisations par mot. Chaque digitisation comporte "un bit de signature" indiquant qu'il s'agit d'un X, d'un W ou d'une coordonnée muette (Y_{ST}).

Ces enregistrements sont lus, décodés et les digitisations sont placées en mémoire centrale dans les zones prévues à cet effet.

Le temps de lecture de l'image digitale étant long nous utilisons les possibilités offertes sur la 3600 d'effectuer simultanément les entrées-sorties et certains calculs (ordres BUFFER). Nous mettons à profit le temps de lecture d'un enregistrement pour effectuer les calculs de mise en place de l'enregistrement précédent.

b - Structure de l'image digitale en mémoire centrale : La disposition des digitisations en mémoire centrale respecte la structure par ligne de balayage de l'image digitale, de façon à assurer un accès aisé et rapide aux données.

Les W sont placés dans l'ordre de leur arrivée dans un bloc appelé NUMBER. L'adresse de la dernière digitisation d'une ligne de balayage est conservée dans un bloc (KLINE) ainsi que celle de la dernière digitisation d'un balayage.

Les abscisses des lignes de balayage sont placées dans un troisième bloc (IXLINE). De la même façon, on conserve l'adresse de la dernière ligne de chaque balayage. Au cours de la mise en place, les abscisses sont multipliées par un même facteur de façon à prendre des vecteurs unités égaux en X et W.

De façon à gagner de la place, les quantités IXLINE et KLINE ont été réunies en un seul mot. La dimension admise de l'image digitale est de 18000 W et 2500 lignes de balayage.

Sans l'opération de pré-gating, il ne serait pas possible de faire tenir l'image digitale dans ces limites.

3 - Recherche des marques fiduciaires

Les marques fiduciaires sont des points de repère aisément reconnaissables. Elles sont utilisées

- au niveau du programme FILTER pour passer du plan de la prémesure au plan HPD.

- au niveau de la reconstruction géométrique (Chap.I)

Stratégie générale : La recherche des croix se fait en trois temps ou "modes"

- mode 1 : Recherche d'une croix dans une zone rectangulaire de dimensions assez grandes (2mmx1mm sur le film). Ces dimensions tiennent compte de l'incertitude du système d'arrêt du film à la mesure. Plus la fenêtre est petite, plus la croix est rapide à trouver si le système d'arrêt fonctionne bien. Inversement, les risques de voir la croix sortir de la fenêtre augmentent et un compromis est à réaliser.
- mode 2 : Une croix ayant été trouvée, on utilise la disposition théorique des autres croix pour les rechercher dans une fenêtre de dimensions plus réduites (0.3x0.2mm).
- mode 3 : (mode de secours) A partir de deux croix trouvées et de la disposition théorique, on calcule une position approchée des autres croix. Pour les croix, non trouvées à ce stade, cette position approchée, est utilisée comme centre d'une nouvelle fenêtre. En cas de nouvel échec, et dans certaines conditions, (pas trop de croix manquantes) la position approchée est substituée pour la reconstruction géométrique.

L'écart moyen, entre les positions approchées et réelles, est calculé pour les bonnes croix, ce qui permet d'effectuer un test de cohérence. Un jeu de croix est accepté, si l'écart moyen est faible.

Recherche d'une croix : La position des branches, étant connue avec précision, on fait passer par le centre de la fenêtre deux parallèles aux directions des branches et on effectue un histogramme des distances à ces droites. Les digitisations de la zone du maximum, sont sélectionnées. Un ajustement linéaire est tenté. L'intersection des deux segments linéaires donne la position du centre.

Critères d'acceptation et données : Une croix, pour être acceptée, doit répondre à un certain nombre de critères.

- nombre minimum de points pour une branche ajustement et angle acceptable.
- distance faible de la croix, à sa position approchée.

Pour l'ensemble, il faut un minimum de croix trouvées (4 sur 6) et une bonne cohérence.

Les critères d'acceptation peuvent être sévères, si les données relatives aux positions et à la forme des marques fiduciaires sont précises. Elles sont obtenues par approximations successives et perforées automatiquement, en mode RUNF. Le programme part de données approchées, pour en calculer de plus précises :

Ces données concernent

- les angles des branches sur le film
- la position moyenne des croix, en microns, sur le film.
- la position de la première croix dans le plan HPD

Nous avons recherché une grande précision pour les données, bien que cela ne soit pas absolument nécessaire au niveau du programme *FILTRE*. Un bon jeu de données croix nous permet de substituer, sans inconvénient pour la reconstruction géométrique, la position approchée d'une croix, à sa position réelle. Ceci impose malheureusement de les recalculer souvent, l'expérience nous ayant montré qu'elles variaient d'un film à l'autre.

IV - LA RECHERCHE DES TRACES

La recherche des traces est basée sur le système des routes. La donnée de trois points de prémesure permet de définir une route. Les digitisations de la trace y sont, en principe, majoritaires, ce qui facilite leur identification.

Nous n'entrerons pas dans le détail de l'organisation générale du traitement. Les traces sont groupées par apex, suivant l'ordre de prémesure. Une fois traitées les traces rattachées à un apex, la position de celui-ci, dans le plan HPD, est calculée. Si, une ou plusieurs traces ont échoué, on procède à un nouvel essai avec des paramètres différents et en utilisant le fait que ces dernières passent par le point d'interaction.

Le programme ne prévoit pas de traitement spécial pour les traces courtes. En particulier, il ne calcule pas les positions d'arrêt.

1 - La constitution des routes

La prémesure fournit la position de trois points par trace. La connaissance de deux points de repère - les croix de prémesure - sur la table de prémesure (où ils sont mesurés) et dans le plan HPD (où leur position est calculée) permet de définir la transformation linéaire, faisant passer d'un système d'axes à l'autre, et par conséquent d'obtenir ces trois points dans le plan HPD.



Fig. III.5 - Constitution d'une route à partir des points de prémesure

La route (Fig.III-5) est définie par une ligne médiane passant par les points de prémesure et une certaine largeur.

Cette courbe est un cercle (l'allure des traces est circulaire) ou une parabole (la fonction du second degré se prêtant bien aux calculs numériques) ou encore une courbe du 4ème degré, épousant davantage la forme d'un cercle.

Les points de la route sont ceux dont l'ordonnée est, pour une abscisse donnée, comprise entre celle des deux bords. Les abscisses extrêmes sont celles des points A et C affectées d'une marge de sécurité positive ou négative. Une marge de sécurité négative a pour avantage d'éliminer la zone de l'apex, qui peut être confuse. La longueur de la trace traitée (c'est-à-dire mesurée) est, avec ce système, pratiquement égale à la longueur prémesurée.

Les coordonnées des points, dans la route, sont calculées dans un système d'axes particulier. L'ordonnée est la distance au bord inférieur. L'abscisse est celle de la ligne de balayage. Ce système bâtard introduit des distorsions, mais conserve la structure par ligne, et permet de manipuler des ordonnées petites.

La largeur de la route apparaît un paramètre critique. Prendre une largeur faible conduit à des calculs plus faciles et plus rapides. La trace a d'autant plus de chances de se retrouver majoritaire et le bruit de fond d'être facilement éliminé que la route est mince. Par contre, en cas d'erreur légère de prêmesure ou d'une allure non circulaire, la trace sortira de la route. Un compromis consiste à prendre une route assez mince ($\sim 300\mu$ de demi-largeur sur le film) dans la grande majorité des cas, et une route plus large, si elle se révèle insuffisante.

La largeur optimum doit permettre d'obtenir 90 à 95% des traces, tout en étant la plus petite possible.

2 - Problème de l'obtention des traces dans la route

Dans la route, les digitisations sont représentées par leur abscisse et leur distance à la ligne médiane. Une trace exactement parallèle à la route possède ses digitisations disposées sur une droite d'ordonnée constante. Cette situation idéale ne se présente pas toujours, car une trace peut être non circulaire et mal prêmesurée.

Dans la pratique, on rencontre deux formes de traces dans la route (Fig.III-6), une forme régulière et une forme en S

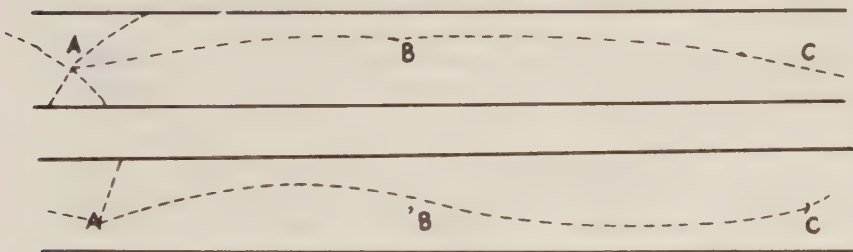


Fig. III.6 - Allure des traces dans la route

La forme en S provient de traces à courbure variable et correspond à la perte d'énergie des particules légères (π , K) et d'impulsion déjà faible (100 à 300 MeV/c). Pour ces traces de courbure déjà forte, la diminution du rayon de courbure est appréciable dans la chambre. L'assimilation à un cercle est d'autant plus médiocre que l'arc mesuré est long.

La forme en S n'est pas simple du point de vue mathématique et complique le traitement. Si l'amplitude de l'oscillation est grande, la trace peut sortir de la route.

La tâche du programme est compliquée dans de nombreux cas par la présence d'un "bruit de fond" important ; digitisations d'autres traces, en particulier. Si les traces parasites coupent la trace principale sous un angle important la perturbation est faible. Dans le cas où une trace parasite est presque parallèle à la trace, les bonnes digitisations risquent de n'être plus majoritaire. De plus, dans la zone d'intersection le HPD ne voit que la première trace rencontrée par le spot. Ce phénomène produit des trous (De même, si la trace traverse une zone du cliché où le contraste est médiocre)

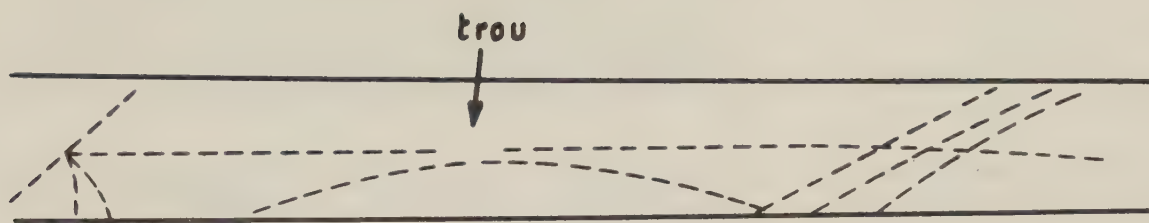


Fig. III.7 - Exemple de route chargée

cet exposé des difficultés rencontrées permet de mieux définir le problème et la solution à lui donner.

" A l'aide de digitisations disposées d'une manière continue et majoritaire sur une courbe lisse dont la direction moyenne coïncide avec l'axe de la route, trouver cette courbe lisse d'une manière précise et sûre, quelle que soit sa forme, le contenu de la route et les difficultés rencontrées "

3 - Principes de la Méthode par ajustements et histogrammes ⁽¹⁴⁾

La méthode employée consiste à trouver l'équation d'une courbe ou d'une série de courbes d'expression simple (paraboles ou segments de droite) , telles que la distance d'un certain nombre de points pris au hasard dans l'ensemble de la route (ou une de ses portions) à cette ou ces courbes, soit minimum. L'élimination progressive des points les plus distants permet de recalculer d'une manière plus exacte cette ensemble de courbes qui doit, à la limite, passer au plus près des digitisations de la trace.

Dans quelques cas simples, mais fréquents (trace parallèle à la route, pas de bruit de fond) il est possible de localiser la trace du premier coup par un seul échantillonnage et un ajustement global.

Dans la plupart des cas, l'ajustement global est insuffisant pour représenter le trace (c'est le cas d'une forme en S) mais il donne une bonne localisation approchée. Cette approximation permet d'éliminer, en partie, le bruit de fond et de procéder, avec de bonnes chances de succès, à un ajustement sur des éléments-moitié. Si cette procédure échoue, il est encore possible de découper la trace en éléments plus petits.

Pour vérifier un élément, on se base finalement sur l'histogramme des distances à la courbe calculée. Celui-ci doit être un pic très étroit centré sur la valeur 0 . Il est

très sensible à une erreur de positionnement de la courbe (Fig.III-8)

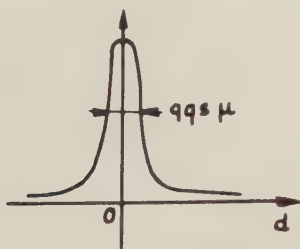


Fig. III.8 - Histogramme idéal
des distances des
digitisations aux
courbes calculées

L'idée générale est d'aller du plus grand au plus petit, en tenant compte, à l'aide d'approximations successives, du caractère continu de la trace. La vérification précise du résultat obtenu, se faisant sur le plan local, à l'aide d'histogrammes.

La courbe - ou l'ensemble des courbes - est obtenue dans le système route. Pour la suite des calculs, elle est remplacée par un ensemble de points dont la position est recalculée dans le système de coordonnées rectangulaires initial.

N.B. Il n'est pas possible de représenter une forme en S par une courbe du second degré.

CHAPITRE IV

RESULTATS DES MESURES HPD

Nous présentons dans ce chapitre le bilan de notre méthode de mesure. Au total, nous avons utilisé le HPD pour la mesure de 61.500 événements 4 branches et 5885 6 branches. Notre rendement moyen atteint 70 % pour les 4 branches.

§ 1 - BILAN GENERAL

Nous n'avons pas mesuré d'une manière continue mais par périodes, appelées runs, allant de 1 à 3 mois. Les périodes intermédiaires étaient utilisées pour le traitement des images digitales et la préparation du run à venir.

Table IV.1 - Bilan des mesures HPD pour les événements 4-branches

	Total	5 bons films	5 mauvais films	
N_p	63 122	2385	2538	* Le programme THRESH n'élimine à ce niveau qu'une partie des événements en géométrie.
N_M	61 550	2368	2513	
N_g^*	58 555	2282	2288*	
N_C	43 442	2031	1286	
$\rho = \frac{N_C}{N_M}$	70.6 %	85.8%	51.2 %	

Nous donnons dans la Table IV.1 un bilan des mesures 4-branches. N_p représente le nombre de prémesures, N_M le nombre de mesures, N_g et N_C le nombre d'événements acceptés en géométrie et en cinématique. Le rendement effectif est $\frac{N_C}{N_M}$. Il n'y a pas eu de remesures.

Des films jugés défectueux ou des rejets de prémesure sont à l'origine de la différence $N_p - N_M$. Nous donnons aussi les résultats partiels relatifs aux 5 meilleurs films et aux cinq plus mauvais. On voit que le rendement varie considérablement d'un film à l'autre. Le taux de rejet de 50 % correspond à une série de films, passés à la même époque au HPD. Ce faible rendement peut provenir d'un mauvais réglage de l'appareil ou encore de données erronées dans le programme FILTRE. En particulier, nous avons constaté que les données

des traces du faisceau variaient en fonction de l'époque de la prise des clichés.

Pour la majorité des films principalement ceux du premier run le rendement atteint 80 %. Ce bon résultat indique qu'avec plus d'expérience et des contrôles serrés nos résultats auraient pu être meilleurs.

Un petit lot de 6-branches a été également mesuré sur HPD. Pour ces 6-branches nous avons expérimenté une prêmesure réduite à deux vues, la prêmesure de la 3ème vue étant reconstruite géométriquement. Le programme FILTRE (15) semble s'être mal adapté à ces reconstructions, puisque le rendement ne dépasse pas 50 %. L'explication nous semble la suivante ; la précision des points de prêmesure reconstruits laisse à désirer dans certains cas difficiles. La largeur de la route étant standard, cette imprécision peut être suffisante pour que la trace réelle sorte de la route et soit perdue.

Cette faiblesse met en cause non le principe de la méthode mais la trop grande dépendance entre le Filtrage et la précision des routes.

§ 2 - ANALYSE DES REJETS

Les rejets ne sont pas gênants s'ils sont dus au hasard: Mauvais films-erreurs de mesures, etc... Dans ce cas, ils n'apportent qu'une perte statistique. Dans le cas contraire où ils affectent une catégorie de traces particulière - traces de faibles impulsions par exemple, ils sont à l'origine de biais physiques (chap. VII).

1 - Causes de rejets

Nous avons rencontré un grand nombre de causes de rejets auxquels il est souvent possible de porter remède :

- qualité des films ; il ne faut pas mesurer des films présentant des défauts marqués ; rayures, clichés pâles, mauvais contraste , marques de Bremers insuffisantes.
- Erreurs de cadrage à la mesure ; ces erreurs sont rares et l'on y remédie généralement par une remesure.
- Réglage du seuil de l'électronique HPD : un bon réglage correspond à (16) environ 0.5 digitisation par ligne de balayage pour les traces les moins denses. Un seuil trop bas revient à surcharger les images digitales, trop élevé à perdre les traces peu ionisantes.
- Erreurs de prêmesure ; l'erreur la plus courante dans notre expérience et la plus difficile à détecter vient des traces prêmesurées trop court.

Il en résulte une détermination imprécise des courbures et des impulsions par suite de l'égalité entre longueurs prêmesurée et mesurée.

- Rejets de filtrage ; on observe des rejets au niveau de FILTRE quand la route n'est pas assez large : c'est le cas de traces de faible impulsion (effet d'S (chap.III) ou de prêmesure imprécises.
- Route chargée ce qui arrive quand une trace coupe suivant un petit angle les traces du faisceau.

2 - Analyse des rejets

Nous avons procédé à une analyse détaillée des rejets pour un film témoin (grâce à un examen au projecteur). Nous avons choisi un bon film, ce qui signifie de bonnes conditions de mesure.

Le taux de rejet est de 20 %. Parmi 89 événements rejetés sur 446

56 sont éliminés en cinématique (GRIND),

6 en géométrie (THRESH),

6 en FILTRE,

3 pour des raisons diverses.

La figure IV 1 montre que le rendement dépend fortement du prémesureur et de la longueur moyenne de trace prémesurée.

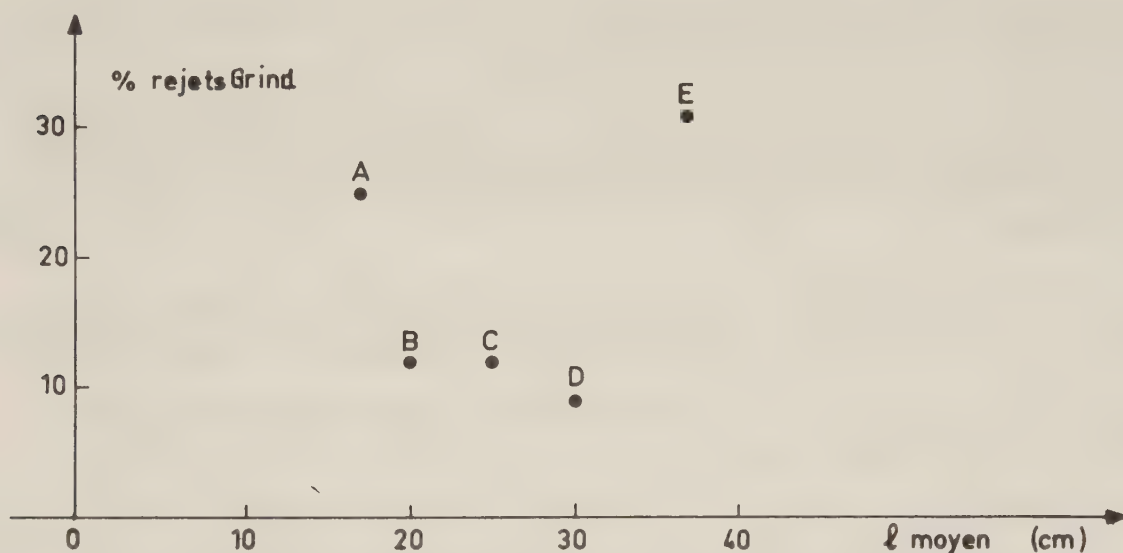


Fig. IV.1 - Variation du taux de rejet par opérateur et en fonction de la longueur de trace moyenne mesurée dans la chambre

Ainsi le rendement de l'opérateur A qui mesure aussi court que possible ne dépasse pas 75 %. D'un autre côté, la précision de ses mesures n'est pas fameuse. Aux antipodes, si le rendement de E, qui mesure 2 fois plus long, n'est que de 69 % c'est probablement parce que les effets de courbure variable auxquels FILTRE est mal adapté deviennent importants sur de grandes longueurs de trace. Le meilleur compromis entre rendement et précision semble obtenu par l'opérateur D.

Un examen individuel de traces rejetées nous a conduit aux conclusions suivantes :

- 30 % seulement de ces traces sont difficiles.
- Environ 50 % de traces paraissent à cheval sur les balayages normal et anormal. En absence d'une étude poussée nous avons attribué ces rejets à :

- de mauvaises attributions de balayage
- des défauts de correspondances entre les balayages
- des inclinaisons trop importantes des traces dans le balayage.

En résumé il apparaît que les causes de rejets sont variées et difficiles à séparer. Malgré cela le rendement du système a atteint 90 % dans des cas favorables. Pour obtenir d'une façon générale ce rendement un contrôle plus serré des diverses étapes de la chaîne aurait été nécessaire, mais le délai de plus d'1 an entre les prémesures et les premières mesures ne nous a pas permis de profiter en cours de route de l'expérience acquise.

§ 3 - BILAN DES PREMESURES, DE LA MESURE ET DU FILTRAGE

1 - *Prémesures*

Le rendement du système est apparu trop dépendant de la prémesure. Une réduction de celle-ci semble déterminante pour l'avenir. La gestion et le prix de revient d'un ensemble de tables constituant une lourde charge, il est très important d'en augmenter la capacité en réduisant le plus possible la prémesure.

Le rendement d'une table est environ 10 evt/h (4 branches x 3 vues). Il dépend beaucoup de traditions et de facteurs psychologiques. Le facteur moral compte beaucoup pour les opérateurs car le travail est monotone et bruyant. Il faut une bonne atmosphère à mi-chemin entre Stakhanovisme et laisser-aller, peu de pannes...

2 - *Mesure*

La mesure s'est déroulée d'une manière très satisfaisante, le principal problème étant celui de la gestion d'un grand nombre de bandes magnétiques réclamant une organisation minutieuse. En période de croisière le rendement était de 3000 événements mesurés/semaine.

La saturation qui en résultait pour le filtrage a été à l'origine de délais importants entre les mesures et leurs résultats et d'un problème de retour d'information gênant en cas de mauvais réglage du HPD.

3 - *Filtrage*

Le temps du filtrage, 15 à 25 s /evt. de CDC 3600, a constitué le principal point noir du système, le mode d'emploi du programme s'étant révélé très pratique et la précision satisfaisante.

Nous avons signalé par ailleurs la trop grande sensibilité de FILTER à la prémesure. Nous n'avons pas utilisé les données d'ionisation calculées par FILTER pour l'interprétation des événements, les résultats n'étant pas fiables et l'adaptation du calcul demandant un gros travail. L'interprétation a dû être faite d'une manière classique au projecteur avec les données de la cinématique.

CONCLUSION

Nous avons mesuré avec le HPD d'une manière satisfaisante 60 000 événements-4 branches. Le rendement de 70 % montre que nous n'avons pas tiré sans doute le meilleur parti de l'appareil, mais nous avons acquis beaucoup d'idées à ce sujet.

Je tiens à ce stade à remercier tous ceux qui ont participé à la difficile mise au point du HPD. Je remercie également ceux de notre laboratoire qui ont été sur la brèche pour la prémesure, la mesure et l'interprétation de ces 70 000 événements.

CHAPITRE V

TECHNIQUES RAPIDES DE RECONNAISSANCE DE TRACES ET UTILISATION DE RECONSTRUCTIONS GEOMETRIQUES POUR LE TRAITEMENT DES DONNEES H P D (17)

Nous avons songé devant certaines insuffisances du système employé pour nos mesures à améliorer le traitement des données H P D . Il n'était pas possible devant l'ampleur des transformations envisagées, de modifier le système en cours d'exploitation et nous avons procédé à ces améliorations en vue de prochaines expériences.

Les résultats obtenus montrent qu'il est possible d'alléger la prêmesure et de réduire en même temps le temps de calcul. Cette refonte revient à abandonner la notion de "prêmesure route". Nous avons utilisé des techniques rapides de reconnaissance de traces et les correspondances géométriques existant entre les différentes projections planes (ou vues) d'un même événement.

Moyennant une calculatrice plus puissante que la CDC 3600 (ou davantage de temps de calcul), il est certainement possible d'alléger encore la prêmesure et d'évoluer vers un système de mesure rentable, assez rapide et réduisant la part de l'intervention humaine à un niveau acceptable.

§ - I POSSIBILITES D'AMELIORATIONS ET DISCUSSION

Le programme FILTER actuel a été écrit dans un souci de sécurité et non de rapidité, et il n'est pas contradictoire de vouloir réduire la prêmesure et aller plus vite. Il nous semble que, du point de vue de la recherche des traces dans l'image digitale, la prêmesure puisse être réduite à peu de chose. Par contre le volume des données HPD étant considérable des difficultés apparaissent lorsque l'on désire obtenir une réduction de volume comparable à celle de l'ancien système.

1 - Principales limites du programme FILTER

- Les traces y sont considérées comme des entités indépendantes et il n'est pas tenu compte des corrélations existant sur une vue, ou d'une vue à l'autre.
- La transformation des digitisations dans le système de coordonnées de la route (gating) est coûteuse en temps. Elle s'avère dangereuse si la route est mal définie et se prête difficilement à des retours à l'information originale.
- Tout le système est basé sur la prêmesure de deux points par trace et d'un apex. Il ne se prête à aucune simplification.
- La longueur de trace mesurée est laissée au gré du prêmesureur.

2 - Limites au niveau de la mesure

La prêmesure-route est utilisée au niveau de la mesure pour réduire le nombre des di-

gitisations. Le masque (chap.II) est calculé à l'aide de cercles ou paraboles représentant les traces, déduits de la prêmesure. A ce niveau la précision requise n'est pas importante. Rappelons que la réduction opérée a deux conséquences très importantes. Elle permet :

- de faire tenir l'image digitale (≈ 20 K) dans la mémoire centrale de la CDC 3600.
- de placer davantage d'évènements sur les bandes magnétiques contenant les images digitales.

Si l'on se contente d'une "prêmesure-point" (apex + 1 point par trace), il est possible de retrouver les traces au niveau du filtrage mais il faut renoncer au masque et à la réduction des données. Le remplacement de la CDC 3600 par une CDC 6600 dotée d'une mémoire de 128 K, donne une certaine latitude, mais ne résout pas le problème des bandes magnétiques.

3 - Modes de réduction des données avec une prêmesure réduite

Il apparaît nécessaire de conserver une réduction des données comparable à celle du système ancien. Plusieurs solutions sont possibles :

a - Espacer les lignes de balayage ou en retenir la moitié, le quart. Dans ce cas, la prêmesure peut-être réduite à l'apex et un point par trace sur une ou deux vues. Ceci convient aux expériences sans traces courtes. On peut aussi éliminer les clichés chargés ou choisir des clichés avec plusieurs évènements.

b - Conserver une prêmesure-route sur une seule vue et ne rien prêmesurer sur les autres vues (si ce n'est un apex).

Les reconstructions géométriques dont nous parlerons au § II définissent sur les seconde et troisième vues, les zones où se trouvent les traces correspondantes (Fig. V-1).

La surface de ces zones est dans la pratique, limitée surtout si l'apex est connu. En éliminant les digitisations situées en dehors de ces zones et en espaçant les lignes de balayage, on peut espérer une réduction satisfaisante du volume de l'image digitale. Nous indiquerons au § II comment il serait possible de localiser des traces sans prêmesure sur les seconde et troisième vues.

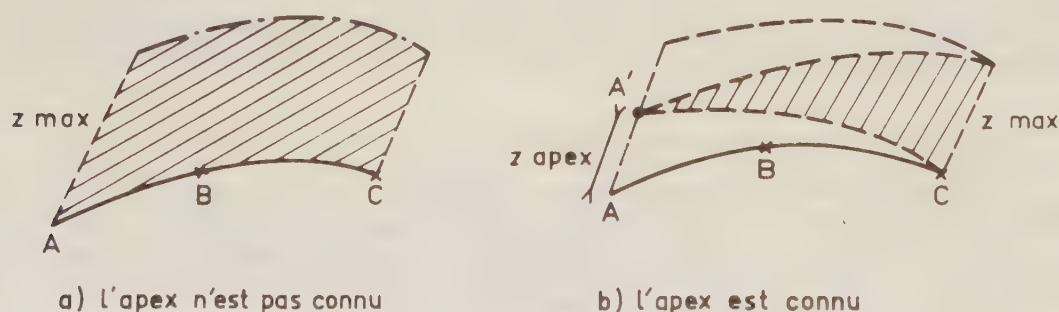


Fig. V.1 - Allure des zones utiles sur les seconde et troisième vues. ABC représente la trace prêmesurée replacée dans le plan de la vue, z_{max} et z_{apex} les parallaxes maximum et de l'apex

c - Conserver une prêmesure complète sur une vue et limiter la prêmesure sur la seconde vue à l'apex et un point par trace. Des reconstructions géométriques permettent de recalculer d'une manière approchée la disposition des traces sur les vues 2 et 3. La précision est suffisante pour définir un masque.

Nous avons adopté pour l'instant cette troisième solution. Elle assure une bonne réduction des données, et ne change en rien la mesure, tout en se prêtant à la mise au point de nouvelles techniques. Cependant, nous avons cherché à considérer cette solution comme transitoire et à ménager des possibilités d'évolution.

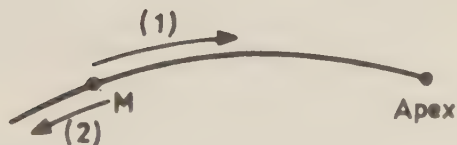
§ II - PRINCIPES GENERAUX - RECOURS A DES RECONSTRUCTIONS GEOMETRIQUES SIMPLES

1 - Accès direct à l'image digitale

Il nous a semblé important de travailler toujours dans le plan de l'image digitale, et non dans des systèmes routes, où les axes étant quasi-perpendiculaires, les traces conservent leur caractère circulaire. De plus, ce système est commun à toutes les traces, et une fois l'une d'elles reconnue, on peut éliminer les digitisations qui lui appartiennent.

La recherche d'une trace consiste à établir une liste de ses digitisations. Chaque digitisation est caractérisée par sa ligne de balayage (LDUPOINT dans le programme) et son numéro (KDUPOINT) dans le bloc des ordonnées. Les blocs LDUPOINT et KDUPOINT contiennent les adresses des digitisations d'une trace.

Celles-ci y sont classées en général comme suit (Fig. V-2) :



- d'un point de départ (M) vers l'apex (mode aval).
- ensuite du point M vers l'amont. (La longueur de la trace est déterminée principalement par le programme et non la prêmesure).

Fig. V.2 - Mode le plus fréquent de classement des digitisations d'une trace

L'expérience prouve que 95% des digitisations d'une trace sont situées à moins de 10 unités HPD (16μ sur le film de la ligne idéale. Cette précision est convenable pour la mesure, et nous nous contentons pour l'instant comme points résumés de digitisations choisies régulièrement espacées dans la liste.

Si une trace est considérée comme bonne, ses digitisations sont affectées d'un label qui permet de les éliminer pour la recherche des autres traces. A l'aide de la liste, chaque ordonnée est "marquée", c'est-à-dire associée à un label, numéro identifiant la trace.

Le marquage n'affecte pas la valeur des ordonnées et prend peu de temps. L'examen du label est lui aussi une opération simple. Le temps perdu est amplement compensé par la simplification apportée dans le traitement des autres traces. Cette procédure revient à effacer un certain nombre de digitisations et à "nettoyer" progressivement l'image digitale.

2 - Techniques rapides de reconnaissance d'éléments circulaires et linéaires

Dans la chambre à bulles à hydrogène la perte d'énergie par unité de parcours des particules, est généralement faible et la plupart des traces sont proches d'un cercle. Nous avons cherché à utiliser ce caractère. Nous avons pris comme expression de la distance δ d'un point (x, y) à un cercle, la fonction :

$$\delta = \frac{(y - px - c(x^2 + y^2))}{\sqrt{1 + p^2}} \quad (V-2)$$

L'origine est un point du cercle, p la pente à l'origine, c proportionnel à la courbure. L'expression est une bonne approximation tant que δ est petit vis-à-vis du rayon de courbure. Elle se prête bien au calcul et sa validité ne dépend pas de l'inclinaison.

Le principe général de la recherche est le suivant (Fig. V-3) :

- 1 - Choisir 3 digitisations A, B, C convenablement espacées mais au hasard dans une certaine zone.
- 2 - Calculer les coefficients p et c du cercle A B C .
- 3 - Vérifier si ce cercle passe très près d'un certain nombre de digitisations-échantillon de la zone.
- 4 - Si oui, définir une route très mince de part et d'autre de ce cercle, rechercher les digitisations en faisant partie, et si elles sont assez nombreuses les ajouter à la liste du § II-1 .

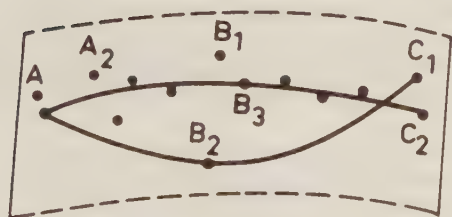


Fig. V.3 - Recherche d'un élément circulaire - l'arc $A_1B_3C_2$ qui remplit la condition 3 est accepté

La zone est définie à partir des éléments dont le programme dispose ; portion de trace déjà trouvée, points de pré mesure, données de reconstructions géométriques, etc ... Par exemple, si l'élément recherché est la suite d'un autre, A (ou A et B) peuvent être pris dans la liste des digitisations et la zone calculée par extrapolation.

La procédure est très rapide, même avec 3 bulles au hasard, si les digitisations de la trace sont majoritaires, cas assez fréquent pour justifier son emploi dans la plupart des situations. L'élimination des bulles des autres traces par marquage se révèle à ce

sujet très utile.

Les traces de faible courbure et longues se prêtent bien à cette procédure. Pour celles qui s'écartent davantage d'un cercle la difficulté réside dans l'appréciation d'un bon découpage en éléments circulaires. Ces techniques constituent l'outil de base de la recherche des traces.

Recherche de segments linéaires. Les mêmes principes sont appliqués à la recherche d'éléments linéaires. Cependant A, B, C sont choisis alignés, à proximité d'un point approché et de façon à ce que l'angle de A B C avec une direction donnée soit acceptable:

Nous utilisons cette méthode comme procédure de départ dans la recherche d'une trace.

3 - Recours à des reconstructions géométriques simples

Les correspondances géométriques entre les projections d'une même trace, ou d'un apex sont familières aux habitués du dépouillement des clichés de chambres à bulles. Elles deviennent simples si une grande précision n'est pas demandée. Malgré leur caractère approché, elles peuvent être très utiles au niveau du filtrage des données H P D .

a) - Rappel : En faisant abstraction des distorsions optiques et en se contentant d'une précision moyenne, les images vues par les caméras d'un même point de la chambre à bulles (M) sont obtenues de la façon suivante (Fig. V-4): On projette M à partir des centres optiques des caméras (O_1, O_2, O_3, O_4) sur un plan perpendiculaire aux axes optiques.

Nous prendrons le plan de la glace arrière de façon à ce que les images des marques fiduciaires, gravées sur cette glace, coïncident.

Le plan des centres optiques est parallèle aux glaces, et les caméras dans notre chambre y sont disposées en carré.

En conséquence :

Les points correspondants forment des figures homothétiques. La dimension des cotés (z) est proportionnelle à la distance h de M à la glace arrière. Pour un couple de vues z est compris entre 0 et une valeur maximum, correspondant à la glace avant. Les lignes joignant les points correspondants, sont parallèles à des directions fixes et dans notre cas inclinées

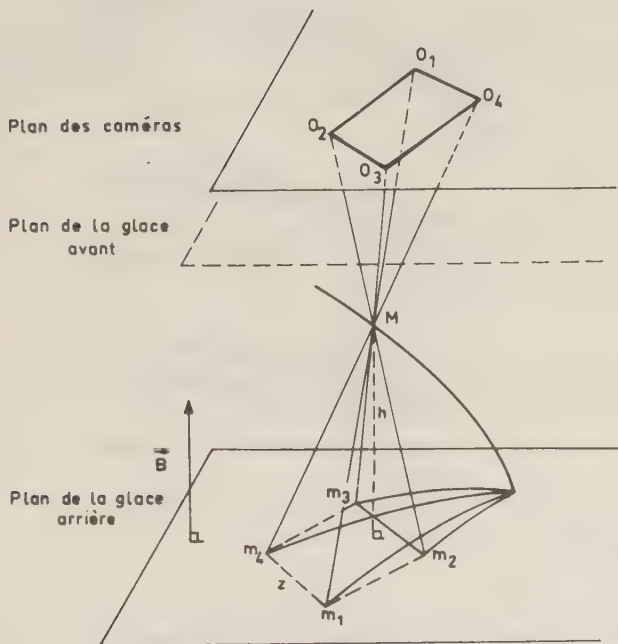


Fig. V.4 - Principe de la reconstruction géométrique

à 0° , $\pm 45^\circ$, 90° par rapport à l'axe longitudinal de la chambre.

Nous utiliserons également une propriété géométrique importante : le champ magnétique $\vec{B}$ étant perpendiculaire aux glaces, l'inclinaison des traces dans la chambre est constante. En projection, la variation de parallaxe Δz est proportionnelle à la variation d'abscisse curviligne Δs :

$$\Delta Z \approx \alpha \Delta S \quad (5-2)$$

NB : Nous avons utilisé ces propriétés pour définir les zones utiles de la Fig. V-1 . La parallaxe maximum est fournie par la distance des images des croix de la glace avant. Sa valeur 5200 L.C. , soit environ 1 cm sur le film, n'est pas très grande. Les reconstructions entre 2 vues supposent toujours une transformation linéaire faisant coïncider les croix de la glace arrière.

b) - Principales reconstructions géométriques

Nous avons indiqué (Fig. V-5) les reconstructions les plus usitées.

α - données : Vue 1 : une trace - Vue 2 : apex et point de prêmesure (a).

On calcule la parallaxe du point de prêmesure et de l'apex. Ceci définit le coefficient α de la relation linéaire 5-2 et l'équivalent d'une route.

β - données : Vue 1 : une trace - Vue 2 : une portion de trace.

L'évaluation de $\Delta z/\Delta s$ est plus précise et permet de définir une zone plus fine (b).

γ - données : Vue 1 et 2 : une trace -
Vue 3 : rien -

On dispose d'autant de points correspondants, définissant une route très fine, que l'on veut.

δ - données : Vue 1 : une trace -
Vue 2 : rien -

Dans une zone du type de la Fig. V-1 , on prélève un certain nombre de digitisations, on calcule les parallaxes et abscisses curvilignes correspondantes. Celles de la trace doivent satisfaire une relation linéaire.

Cette dernière méthode permettrait d'envisager de réduire la prêmesure à une seule vue.

Au § IV , est présenté un exemple de diagramme s, z . Dosé judicieusement, le temps de calcul nécessaire aux reconstructions géométriques, peut ne pas être prohibitif.

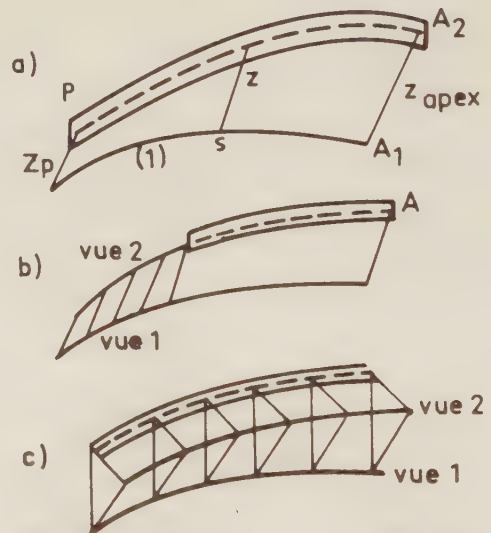


Fig. V.5 - Exemples de reconstructions géométriques

III - GRANDES LIGNES DU PROGRAMME

1 - Traitement d'un évènement

L'organigramme du traitement d'un évènement est présenté Fig. V-6

- La lecture des données et la recherche des marques fiduciales se fait comme précédemment.
- La recherche des traces est différente sur les 3 vues.
- Nous avons prévu en cas d'échec partiel sur les 2 premières vues, de mettre la portion utile de l'image digitale sur une mémoire externe d'accès rapide, de façon à profiter de l'information apportée par les autres vues. Il se peut qu'avec la prémessure importante que nous avons conservée, cette procédure de secours soit rarement nécessaire. Par contre, avec une prémessure très légère, ce recours ultime peut devenir très important.

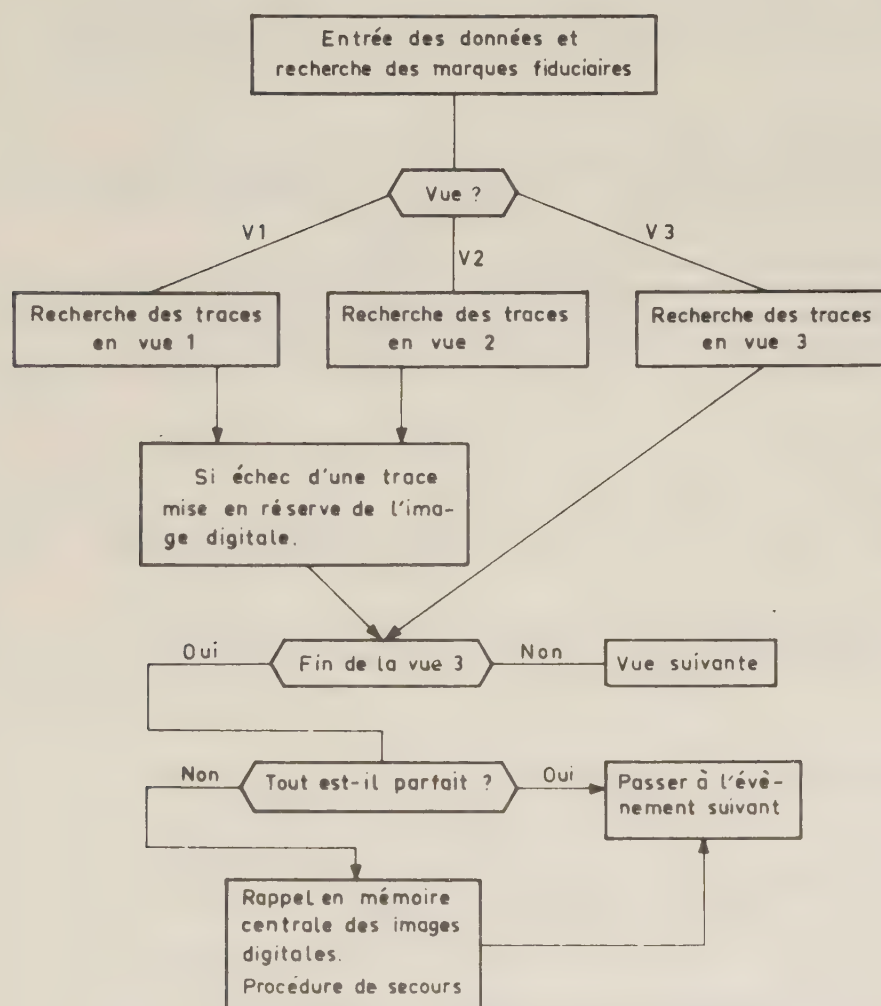


Fig. V.6 - Organigramme général du traitement d'un évènement

2 - Recherche des traces sur la première vue

Nous disposons actuellement de la prêmesure de l'apex et de 2 points par trace.

- Procédure normale. Le point le plus éloigné de l'apex est pris comme point de départ. La direction approximative de la trace est calculée à partir d'un cercle passant par ce point, le point milieu et l'apex. Ces données sont utilisées par la procédure de départ dont nous avons parlé plus haut (§ II-2). L'élément trouvé et l'apex définissent une zone où la suite de la trace est cherchée à partir de techniques circulaires. Il est possible au cours du traitement de réduire la largeur de la route.

Le point milieu est comme on le voit à peine utilisé. On pourrait s'en passer en augmentant l'incertitude angulaire au départ. En convenant de ne prêmesurer la trace que dans une zone claire (c'est-à-dire sans traces voisines) le temps de calcul serait pratiquement le même. Comme nous l'avons signalé, le maintien de deux points de prêmesure n'est justifié que par une réduction des données.

NB : Une procédure d'extrapolation (Fig. V-2) permet de mesurer la plus grande longueur possible de traces.

- Procédures de secours en vue 1.

- Une cause d'échec fréquente est la perte d'une trace près de l'apex, cette zone étant souvent confuse. Il suffit souvent d'attendre de connaître la position précise de l'apex calculée à partir des autres traces pour résoudre la difficulté.

- Si la prêmesure est mauvaise, on peut rechercher une trace à partir de l'apex. Cette procédure est classique, mais n'est rapide que si l'apex est bien connu et le nombre de traces peu élevé. La meilleure solution consiste à attendre que toutes les autres traces soient traitées de façon à profiter de "l'élimination du bruit de fond" apportée par la technique de marquage (§ II-1).

3 - Recherche des traces en vue 2

- Procédure normale. Elle consiste à admettre que la trace a été trouvée sur la première vue et que l'on dispose d'un point approché et de l'apex sur la vue 2 .

Les constructions des Figures 5a et 5b, montrent que l'on peut définir une route et une direction de départ pour trouver la trace, puis, dès qu'une longueur de trace importante est trouvée, utiliser avec fruit la relation linéaire entre la parallaxe et l'abscisse curviligne.

- Procédures de secours en vue 2. Outre les procédures de la vue 1 qui restent valables, signalons plusieurs possibilités :

- Remplacer la trace de la vue 1 si elle est mauvaise par la trace prêmesurée.
- Rechercher un élément de départ au voisinage du point de prêmesure, comme en vue 1, en laissant une grande liberté sur la direction de l'élément de départ.
- Rechercher une relation linéaire parallaxe, abscisse curviligne sur un certain nombre de digitisations échantillons.

NB : Les reconstructions sont moins précises quand la trace devient parallèle aux lignes de reconstruction.

La procédure normale (Fig. V-5 c) consiste à calculer la position d'une suite de points correspondants. L'incertitude sur ces points dépend seulement de la précision de la reconstruction. L'approximation obtenue est très bonne du point de vue du filtrage et à la limite on peut dire qu'il suffit de prendre une suite de digitisations au hasard dans cette zone étroite pour obtenir une mesure convenable de la trace en vue 3. Le filtrage devient très rapide.

§ - IV - RESULTATS ET ETAT DU PROGRAMME

Les résultats préliminaires, obtenus sur des événements à 4 branches de cette expérience, justifient les espoirs placés dans l'emploi de constructions géométriques pour réduire la prêmesure.

1 - Efficacité des reconstructions géométriques

Nous avons choisi (Fig. V-7), l'exemple d'une prêmesure limitée à la donnée de l'apex sur la vue 2.

La méthode a été décrite au § II-3-b :

- Choix de points échantillons à l'intérieur de la zone des points correspondants définie à partir de la position de la trace en vue 1 et de l'apex en vue 2 : A_{V2} .
- Calcul des abscisses curvilignes (s) et parallaxes (z) de ces points échantillons.
- Recherche d'une relation linéaire dans le plan (s,z). La Fig. B montre l'existence d'une droite passant par l'image de l'apex (0, z_{apex}). La courbe conjuguée de cette droite dans le plan HPD est pratiquement la trace comme le montre la visualisation agrandie de la proximité d'un cercle passant par 3 des points échantillons retenus (symbolisés par des croix sur la Fig. C).

Nous avons donc réussi à localiser facilement la trace avec la donnée d'un seul point, au prix d'un temps de calcul modéré car le calcul des s et z porte sur un petit nombre de points.

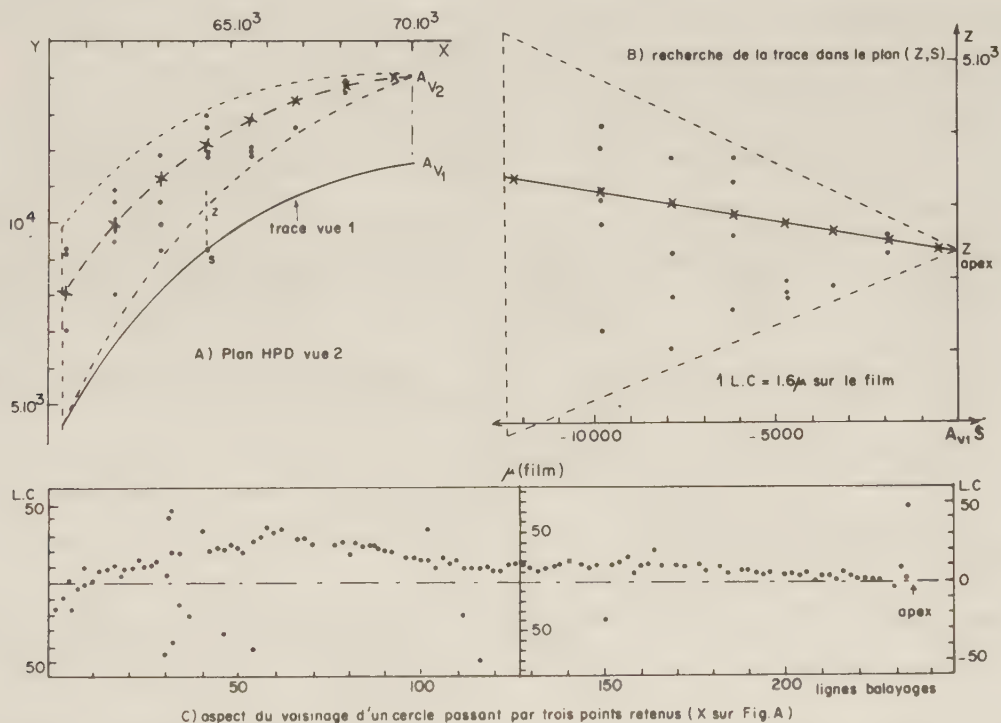


Fig. V.7 - Recherche d'une trace à partir d'un point sur la vue 2 (A_{V2}) et de sa position en vue 1 ; --- zone des points correspondants ; x ou . points échantillons (Fig. A et B). Longueurs en Least-Counts 1 LC=1.6μ sur le film.

Cette procédure utilisée systématiquement permettrait de supprimer pour le Filtrage la prémesure d'un point par trace sur la seconde vue et même celle de l'apex.

La limitation vient, comme nous l'avons signalé, uniquement du volume des images digitales et de notre souci de ne rien changer pour l'instant à la constitution des "Masques".

En attendant cette méthode fournit une procédure de secours efficace.

Les résultats de cet exemple montrent le degré de confiance et de précision que l'on peut accorder à une "géométrie" simple pour suppléer à la prémesure.

2 - Résultats préliminaires

Les premiers objectifs fixés :

- simplification de la prémesure
- réduction du temps de calcul

ont été atteints sur une première version du programme écrite pour la CDC 3600. Depuis cette calculatrice a été remplacée par une CDC 6600.

a) Prémesure : La solution choisie ;

- 1 apex et 2 points / trace en vue 1,
- apex et 1 point / trace en vue 2,

apporte déjà une réduction de 50 % par rapport à l'ancien système, sans rien changer au volume des images digitales.

b) Temps de calcul : Les temps comparés de la partie traces montrent un gain appréciable en temps de calcul (Table V.1)

	A.Filtre	N. Filtre
vue 1	5.38 s	2.84 s
vue 2	4.02 "	2.81 "
vue 3	4.64 "	2.55 "
3 vues	14.04 "	8.2 "

Temps de calcul (partie traces)/
événement pour l'ancien et le
nouveau FILTRE sur CDC 3600.

Moyenne sur 40 ev^{ts} 4 branches
p̄p à 3.6 GeV/c.

ce gain s'élève à 5.8 s/ev^t ce qui compte tenu d'un temps moyen de mise en place et de localisation des croix de 6.9s correspond à une réduction de 30 %.

Les techniques rapides de reconnaissance de traces sont responsables en grande partie de ce résultat.

Les vitesses de traitement sur les 3 vues sont voisines donc peu ralenties par l'emploi modéré des reconstructions géométriques.

Les mesures de temps sur CDC 6600 sont rendues délicates par la multi-programmation exécution simultanée de plusieurs programmes. Le temps de traitement traces semble être voisin de 0.6 - 0.7s par vue.

c) Taux de rejets : Bien qu'en période de mise au point, les comparaisons ne soient pas significatives, les indications données par le nombre de traces et d'événements rejetés dans un lot de 40 événements 4 branches montrent que les performances du nouveau FILTRE sont bonnes.

	rejets traces	rejets événements
Ancien FILTRE	2.7 %	6 %
Nouveau FILTRE	3 %	6 %

Divers améliorations n'avaient pas été portées dans la version utilisée pour la comparaison, en particulier des procédures de secours.

3 - Etat du programme

Le changement de calculatrice a nécessité une adaptation du programme et retardé la mise au point. Depuis janvier 1970, une version CDC 6600 tourne . Sur la nouvelle machine, du fait de la multi-programmation, il est avantageux de réduire l'occupation en mémoire. Des efforts ont permis de réduire celle-ci de 200.000_8 (66.000_{10}) à 157.000_8 (57.000) mots . Dans l'avenir nous comptons descendre en dessous de 150.000_8 limite imposée par le centre de calcul pour les programmes normaux.

L'introduction des procédures de secours indiquées sur la Fig. V-6 devrait réduire à peu de choses le taux de rejet. Les principales difficultés rencontrées viennent de traces peu ionisées, caractérisées par des "trous" sur les visualisations (Fig. III-7). Des améliorations sont en cours.

Le raccordement avec le programme de géométrie THRESH n'est pas encore réalisé, mais il est possible d'utiliser la sortie de l'ancien FILTRE. Il est envisagé d'enchaîner la géométrie avec FILTRE ce qui aurait le grand avantage d'éliminer une bande intermédiaire.

Enfin il reste à généraliser le programme de façon à le rendre conforme à certaines normes : possibilité de traitement de plusieurs événements / image digitale, d'apex secondaires ($V_0, V^\pm$), etc...

CONCLUSION : Nous espérons mettre en service dans un avenir de quelques mois, en liaison avec le service des programmes généraux du centre de calcul de la Halle aux vins, une première version opérationnelle du nouveau FILTRE. Cette version permettra de doubler la capacité de notre équipement de prémesures, tout en réduisant d'environ 30 % le temps de calcul par événement.

L'intérêt de l'introduction d'une petite géométrie ne se limite pas au traitement des images digitales d'un HPD. Nous pensons qu'elle pourrait donner de bons résultats, après adaptation, dans d'autres systèmes automatiques pour les clichés fournis par des chambres à bulles classiques du type de celle de 2 m du CERN.

IIème PARTIE

Cette deuxième partie est consacrée à l'étude des distributions angulaires de production des particules dans les annihilations $\bar{p}p$ à 3,6 GeV/c. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux réactions.

A	$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$
B	$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$
C	$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$
D	$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$

Nous laisserons de côté les annihilations comportant plus d'un π^0 , et des mesons K. Dans les premières, qui constituent la majorité, la mesure ne fournit pas l'impulsion des particules neutres. Les secondes sont relativement rares.

Nous avons mesuré à cet effet :

1) ≈ 61500 événements à 4 branches avec le HPD du Collège de France.

2) ≈ 30000 événements à 6 branches, en collaboration avec le CERN.

(≈ 13000 avec le HPD du CERN, 5800 avec celui du Collège de France et 11000 avec les SMP de l'Institut de Physique Nucléaire).

Nous avons retenu pour cette étude :

895	événements $2\pi^+ 2\pi^-$
6281	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$
2414	$3\pi^+ 3\pi^-$
7615	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$

L'intérêt des distributions angulaires de production est d'éclairer les conditions de production des particules finales. Par ce biais il est possible de mieux connaître les mécanismes de l'annihilation. La statistique élevée dont nous disposons facilite une étude détaillée assez précise.

Nous rappellerons au préalable, dans un chapitre d'introduction, des résultats généraux concernant les interactions $\bar{p}p$ et dont certains points ont été analysés par ailleurs en détail (21,24).

Les chapitres suivants, seront consacrés à l'étude des distributions angulaires expérimentales des pions et des résonances et à une comparaison avec les prédictions de modèles théoriques.

C H A P I T R E V I

CARACTERISTIQUES GENERALES DES ANNIHILATIONS

$\bar{p}p$ EN 4 ET 6 π CHARGES A 3,6 GeV/c

Les annihilations apparaissent différentes, à de nombreux points de vue, des autres interactions entre particules élémentaires. Deux particules complémentaires disparaissent, donnant naissance à un nombre élevé de particules secondaires, généralement des mesons π , beaucoup plus légères et de nature très différente.

Les mécanismes de ce phénomène de destruction explosive restent mal connus. Les seules données disponibles sont celles relatives aux particules finales. Aussi une étude des conditions de production de celles-ci apparaît importante si l'on désire comprendre le phénomène d'annihilation.

§ - I DONNEES EXPERIMENTALES RELATIVES AUX INTERACTIONS $\bar{p}p$ à 3,6 GeV/c

Les annihilations étudiées représentent une petite partie des annihilations et des interactions $\bar{p}p$. L'impulsion choisie pour l'anti-proton incident 3,6 GeV/c correspond à une énergie dans le centre de masse de 2,958 GeV. Dans ce domaine d'énergie la production de résonances domine.

Les principaux modes d'interaction sont les suivants :

- diffusion élastique ou échange de charge : $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ ou $\bar{n}n$
- production inélastique de mesons : $\bar{p}p \rightarrow \bar{B}B + M_1 + M_2 \dots$
- annihilations : $\bar{p}p \rightarrow M_1 + M_2 \dots$

(B signifie Baryon, le plus souvent p mais aussi n; hyperon, M mesons, généralement π).

La section efficace totale s'élève à 72 mb (18). Les processus inélastiques et les annihilations représentent :

$$\sigma_{\text{inéel.}} \approx 20 \text{ mb (28\%)}, \quad \sigma_{\text{annih.}} \approx 30 \text{ mb (42\%)}$$

En classant les événements d'un point de vue phénoménologique, on obtient le tableau VI-I :

Part. chargées	%
0	1 %
2	54 %
4	34 %
6	10 %
8 et plus	0,7 %

Table VI-1 : Répartition des interactions $\bar{p}p$ à 3.6 GeV/c d'après le nombre de branches.

Le tableau VI-2 donne pour les événements à 4 et 6 branches la répartition des principaux canaux et les sections efficaces. Les interactions avec particules étranges (quelques %) n'ont pas été considérées.

4 branches (22 mb)	%	σ mb
$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	3 % (18)	0.43 ± 0.03 (21)
$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	19 %	4.06 ± 0.02
$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- n \pi^0$	51 %	13.1 ± 0.06
$\bar{p} p \pi^+ \pi^-$	16 %	2.16 ± 0.12
$\bar{p} p \pi^+ \pi^- \pi^0$	}	0.56 ± 0.04
$\bar{p} n \pi^+ \pi^+ \pi^-$		0.16 ± 0.02
$\bar{n} p \pi^+ \pi^- \pi^-$		0.09 ± 0.01
6 branches (7,5 mb)		
$3\pi^+ 3\pi^-$	13 % (20)	0.92 ± 0.06 (20)
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	37 %	2.68 ± 0.16
$3\pi^+ 3\pi^- n \pi^0$	50 %	

Table VI-2 : Pourcentages approximatifs des différents états finaux dans les interactions p-p à 3.6 GeV/c.

Les annihilations A et B représentent 22% des 4 branches et 17% des annihilations. Pour les voies C et D, les chiffres correspondants sont 50% et 9 %. Les 6 branches sont presque uniquement des annihilations. Le nombre total de π dépassant difficilement 8 à 3,6 GeV/c une importante fraction des événements possède 0 ou 1 π_0 . La situation est différente dans les 4 branches.

Au total, les 4 réactions étudiées représentent environ 30% du total des annihilations. Malgré tout, cette fraction, si elle est partielle, a l'avantage de se prêter à l'analyse. Des informations recueillies, il est possible de remonter aux mécanismes des annihilations ou tout au moins de mieux les connaître.

§ - II PARTICULARITES EXPERIMENTALES DES ANNIHILATIONS $\bar{p}p \rightarrow n\pi$

Dans une annihilation le proton et l'anti-proton disparaissent. Leur énergie de masse étant libérée, l'énergie disponible pour la création de particules secondaires est particulièrement élevée.

L'énergie d'annihilation, mesurée par l'énergie totale dans le centre de masse, vaut 2,958 GeV, c'est-à-dire, environ 21 fois l'énergie de masse d'un π , 6 fois celle d'un K, 4 fois celle des mesons ρ, ω .



Fig. VI.1 - Annihilation en $n\pi$ dans le système du centre de masse

Ceci a plusieurs conséquences pratiques importantes :

- Si l'on considère que les K doivent être créés par paires, par suite de la loi de conservation de l'étrangeté, il apparaît que les pions sont beaucoup plus faciles à produire. Effectivement plus de 90% des annihilations donnent uniquement des pions dans l'état final.

- Le π étant léger, la multiplicité (ou nombre de particules finales) est élevée. La multiplicité moyenne à 3,6 GeV/c est de 6,5 (22).

- La présence de plusieurs particules identiques, conduit à considérer de nombreuses combinaisons dans les associations entre particules. Par exemple, dans les réactions C et D, il existe 9 combinaisons $\pi^+\pi^-$ et 18 combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^\pm$ distinctes par événement. Il en résulte dans les histogrammes

un "fond" très important et une dilution des effets physiques.

- L'énergie disponible élevée permet la production de résonances variées et même leur association, ainsi la majeure partie des annihilations $3\pi^+3\pi^-\pi^0$ résulte des voies ρ 5π , 2ρ 3π , ω 4π , $\rho\omega$ 2π . Ces diverses voies sont très difficiles à séparer expérimentalement à cause des fonds importants (combinaisons parasites).

- La diversité des voies offertes, suggère que le processus d'annihilation est multiple et peut difficilement être représenté par un modèle simple. Dans une voie donnée où la comparaison est plus facile, la difficulté est d'origine expérimentale ; fonds importants, voies difficiles à séparer.

Ceci nous a engagé à une certaine prudence dans la comparaison avec des modèles et à rechercher des méthodes pour diminuer les fonds.

§ - III PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DES ANNIHILATIONS $\bar{p}p$ A 3,6 GeV/c (22,23)

Les réactions A, B, C, D que nous étudierons par la suite, sont caractérisées par :

- La formation abondante de résonances.

- Un effet d'asymétrie angulaire dans la production des π^+ et des π^- . Ce dernier est lié au mouvement du proton et de l'anti-proton dans le centre de masse. A l'énergie considérée, la vitesse commune de ces deux particules est de 0.7725 c.

1 - Production de résonances

Nous donnons (Tableau VI-3) pour les 4 réactions, les taux de production des principales résonances connues (cf. chap. VIII.§.1).

N/evt	A		B			C ⁽²⁰⁾		D ⁽²⁰⁾		
	$2\pi^+$	$2\pi^-$	$2\pi^+$	$2\pi^-$	π^0	$3\pi^+$	$3\pi^-$	$3\pi^+$	$3\pi^-$	π^0
ρ^0	0.41 - 0.54		0.44			1.00 - 1.70		0.70 ± 0.05		
$\rho^+ + \rho^-$	-		0.40			-		0.26 ± 0.03		
f	0.33 - 0.50		0.21			0.18 ± 0.03		-		
η	-		-			-		0.012 ± 0.002		
ω	-		0.09			-		0.45 ± 0.03		

Table VI-3 : Taux de production des principales résonances.

Il apparaît clairement que la majorité des annihilations passe par la production de résonances. Dans les réactions C et D, le taux global dépasse nettement 1, ce qui suggère la présence simultanée de 2 résonances dans certains événements. Une analyse détaillée montre l'existence de nombreuses associations, en particulier :

- A $\rho_0 f$
- B $\rho_{\pm} \rho_0$, $\omega \rho_0$, ωf
- C $\rho_0 \rho_0$
- D $\rho_0 \omega$, $\rho_0 \rho_0$, $\rho_{\pm} \rho_0$

Dans la réaction C, la résonance A_2 est observée et semblerait provenir de la désintégration en cascade d'une résonance plus lourde (cf. § IV).(24).

2 - Effets d'asymétrie dans les distributions angulaires de production.

Une particule est caractérisée dans le système du centre de masse (CM) par son impulsion P et le cosinus de l'angle de sa direction avec celle de la particule incidente ($\bar{p}$). Si l'annihilation ne garde aucun souvenir du mouvement des nucléons, la probabilité d'émission

doit être indépendante de l'angle.

Il n'en est pas ainsi, et on observe, dès que l'énergie ou la vitesse des nucléons est importante, les faits suivants :

- Un effet de collimation : tendance pour les pions à être émis à petit ou grand angle, d'autant plus forte que l'impulsion est grande.
- Un effet d'asymétrie des π chargés : ceux-ci ont tendance à être émis dans la direction de nucléon de même charge dans le centre de masse, c'est-à-dire pour les π^+ vers l'arrière, pour les π^- vers l'avant. Pour les π_0 , le comportement est symétrique.

Nous définirons par la suite l'angle de production θ d'une particule par rapport à la direction du proton si cette particule est positive, de l'anti-proton si elle est négative ou neutre (Fig. VI-2).

Cet effet, comme la collimation, est d'autant plus important que l'impulsion des π est grande.

Les distributions globales en $\cos \theta$ des $\pi^\pm$ et π^0 sont représentées (Fig. VI-3) pour les réactions A, B, C, D. L'asymétrie et la collimation marquées pour la réaction A ($2\pi^+ 2\pi^-$), deviennent faibles pour la réaction D ($3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$). En effet, plus la multiplicité est élevée, moins il est probable d'avoir des pions de grande impulsion.

L'asymétrie et la collimation sont généralement mesurées par les coefficients A et C (donnés également Fig. VI-3) :

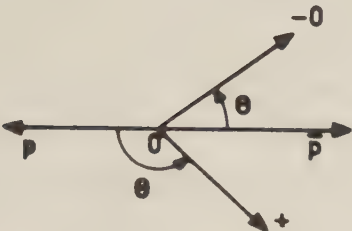


Fig. VI.2 - Définition de θ en fonction de la charge

$$A = \frac{F - B}{T}$$

$$C = \frac{P - E}{T}$$

(T : nombre de particules total, F : vers l'avant ($\cos \theta > 0$), B : vers l'arrière ($\cos \theta < 0$), P : polaires ($|\cos \theta| > 0.5$), E : équatoriales ($|\cos \theta| < 0.5$).)

Ces coefficients rendent compte d'une manière insuffisante de l'asymétrie et de la collimation, l'intégration dans une moitié de l'espace ayant pour résultat d'atténuer un effet limité aux petits angles.

§ - IV PRINCIPAUX MODELES D'ANNIHILATION

Le phénomène d'annihilation semble résulter de processus multiples et il n'existe pas de théorie vraiment satisfaisante à l'heure actuelle. La plupart des modèles essayent de reproduire soit les effets de collimation et d'asymétrie, soit la production de résonances, mais deviennent très complexes dès qu'ils essayent de tenir compte des deux à la fois. Probablement la réalité s'approche de certains modèles mais des calculs trop difficiles ou des difficultés expérimentales interdisent des comparaisons précises.

Dans ces conditions, le recours à une meilleure information expérimentale apparaît nécessaire.

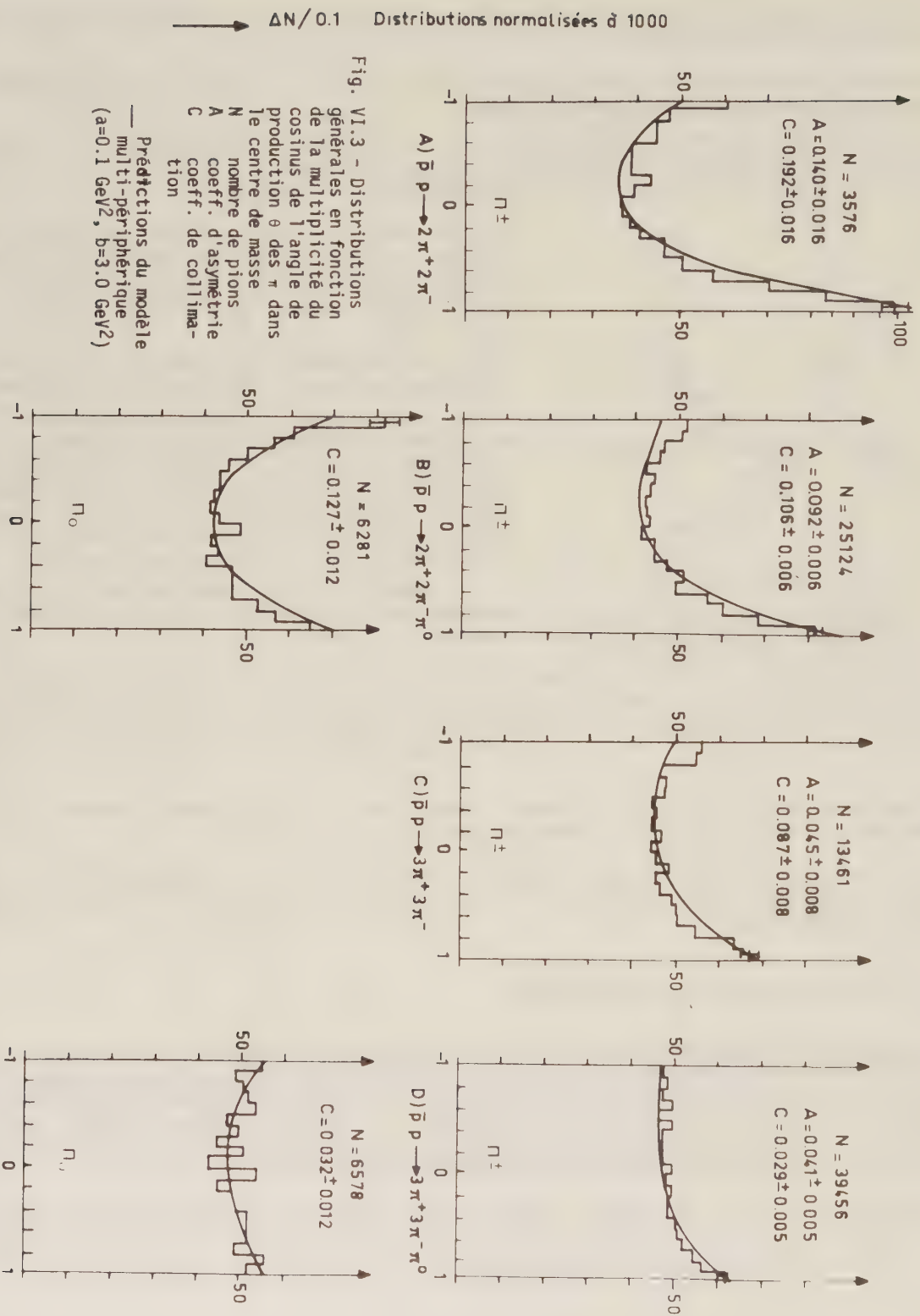


Fig. VI.3 - Distributions générales en fonction de la multiplicité du cosinus de l'angle de production θ des π dans le centre de masse

1 - Le modèle statistique

Les annihilations ont été pendant longtemps considérées comme le meilleur domaine d'application de ce modèle qui repose sur les hypothèses suivantes :

- La probabilité R_n d'obtenir n particules finales, d'impulsions (dans le centre de masse

$\vec{p}_1 \vec{p}_2 \dots \vec{p}_n$, d'énergies $E_1 E_2 \dots E_n$ s'écrit :

$$R_n = C_n |M^2| \cdot P_n(\Omega) \cdot F_n(E)$$

- C_n est un facteur statistique ne dépendant que de la configuration de charge.
- M est "l'élément de matrice", constant dans ce modèle.
- $P_n(\Omega)$ est la probabilité d'observer n particules libres dans un état d'impulsion $p_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_n$, dans un volume Ω dont les dimensions sont de l'ordre de la portée des forces nucléaires (10^{-13} cm), c'est-à-dire du volume d'interaction. P_n est proportionnel à Ω^N .
- $F_n(E)$ est le facteur d'espace de phase invariant relativiste, E l'énergie totale de la réaction.

$$F_n(E) = \frac{d^3 p_1 \dots d^3 p_n}{E_1 \dots E_n} \delta(E - \sum E_i) \delta(\sum \vec{p}) \quad (6-1)$$

L'élément de matrice étant constant, les distributions angulaires de production sont isotropes et les distributions de masse ignorent les résonances. Mais, dans les annihilations, par suite du nombre élevé de particules ou de combinaisons par événement, la partie continue au fond des distributions possède souvent une forme voisine de celle prévue par le modèle (chaque fois que l'on considère beaucoup de particules où la contribution de plusieurs processus, les singularités s'estompent et la réalité se rapproche des lois statistiques).

Ainsi, le modèle prévoit assez bien les rapports entre les divers états de charge (25) pour une multiplicité donnée, et, à condition de prendre un grand volume d'interaction, les rapports entre multiplicités (26).

Une amélioration du modèle consiste à introduire la statistique de BOSE-EINSTEIN suivie par les particules de spin entier, en particulier les pions. La fonction d'onde des particules identiques doit être symétrique. Les pions étant sans spin, la symétrisation affecte la fonction d'onde d'espace des π^+ et π^- . Ceci revient à prendre un élément de matrice non constant ou à introduire une fonction de corrélation. La corrélation favorise les configurations avec 2π de même charge d'impulsion voisine.

Les spectres de masses $\pi^+ \pi^+$ et $\pi^+ \pi^-$ ou les distributions de l'angle entre $2\pi^+$ ou $1\pi^+$ et un π^- présentent effectivement des différences, mais celles-ci ne résultent pas uniquement de la statistique de BOSE-EINSTEIN. En particulier, la présence de résonances dans le spectre $\pi^+ \pi^-$ est importante.

L'intérêt de ce modèle est de donner une explication qualitative satisfaisante du phénomène d'asymétrie.

a) - Le proton et l'anti-proton avant l'annihilation sont considérés comme composés d'un coeur baryonique C et d'un nuage. En termes de mécanique quantique, il existe une certaine amplitude de probabilité d'observer le proton dans les états p , $C+\pi$, $C+2\pi$ et l'anti-proton dans les états correspondants.

Les amplitudes de probabilité d'avoir 0, 1, 2 ... π dans le nuage sont calculées en assimilant p à une source fixe de mesons de charge +e (28). Les probabilités d'avoir plus de 2 pions sont négligées. Le paramètre critique du modèle est l'impulsion maximum d'un π du nuage, reliée par le principe d'incertitude de HEISENBERG au "rayon du coeur" a par :

$$k_{\max} = \frac{k}{a}$$

La valeur $k_{\max} = 3m_{\pi} = 420 \text{ MeV}/c$ conduit une valeur raisonnable pour a et à un accord assez bon avec l'expérience (28). Les probabilités d'avoir 0, 1 ou 2π dans le nuage sont, pour cette valeur, respectivement de 0.78, 0.14, 0.07. Les probabilités relatives d'avoir un π^+ et un π_0 sont 2/3 et 1/3, s'il n'y a qu'un seul π dans le nuage.

b) - Au cours de l'annihilation, les π du nuage continuent sur leur lancée sans être affectés par l'interaction. Les coeurs s'annihilent en un certain nombre de pions suivant les lois du modèle statistique.

Il existe donc plusieurs types d'annihilation (Fig. VI-4, b) :

1 - Coeur-coeur (aucun π dans les 2 nuages). L'annihilation résultante doit être symétrique. L'énergie d'annihilation étant grande, la présence simultanée de plusieurs résonances est possible énergétiquement.

2 - Coeur-coeur + 1π . Le π du nuage suit la direction du nucléon ou de l'anti-nucléon. Dans le centre de masse, l'impulsion a tendance à être forte, et l'angle avec la direction primitive petit. Ces π , que nous appellerons par la suite périphériques ou asymétriques, sont fortement asymétriques s'ils sont chargés, et collimatés s'ils sont neutres. L'annihilation coeur-coeur fournit moins de pions que dans le cas précédent (énergie plus faible) mais, à cause de la loi de conservation de l'impulsion, ces pions sont légèrement collimatés.

3 - Coeur-coeur + 2π (1 dans chaque nuage ou 2 dans le même). Dans le premier cas 2π périphériques sont émis en sens inverse et l'annihilation dispose d'une énergie encore réduite. Dans le second cas, s'il s'agit d'un dipion $\pi^+\pi^-$, on observe une collimation.

L'impulsion du π du nuage est obtenue en transformant l'impulsion de ce π du système du proton ou de l'anti-proton dans celui du centre de masse.

Voici à notre énergie, quelques chiffres significatifs pour deux cas extrêmes (π immobile

et d'impulsion maximum dans le nuage) :

k (MeV/c)	θ_N	p (MeV/c)	$\cos \theta_{CM}$
0	-	170 MeV/c	1.0
420 MeV/c	0°	1200	1.0
"	45°	1048	0.96
"	90°	682	0.79
"	135°	305	0.23
	180°	123	- 1

K = impulsion du π dans le nuage

θ_N = angle " " "

p, θ_{CM} - impulsion et angle dans C.M.

De fait, on observe que les π responsables de l'asymétrie possèdent une impulsion assez forte (> 500 MeV/c) et un angle d'émission petit ($\cos \theta > 0.8$).

Ce modèle se prête mal aux comparaisons quantitatives, ayant été proposé avant la découverte des résonances. L'introduction de celles-ci permettrait de se rapprocher de la réalité. D'un autre côté, l'existence de pions dans le nuage suggère que celui-ci pourrait contenir également certaines résonances ρ , ω , f , ce qui expliquerait l'effet de collimation.

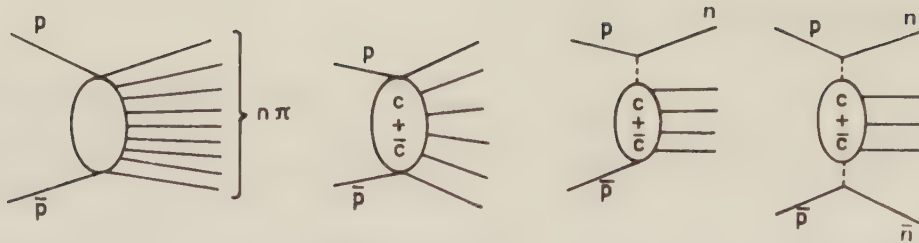
Mais, pour avoir une théorie satisfaisante, il faudrait pouvoir pondérer tous ces processus, donc introduire de nombreux paramètres empiriques, ce qui enlève une partie de sa signification à la comparaison. Malgré tout, ce modèle donne d'intéressantes prédictions qualitatives.

Un modèle très proche dans sa conception a été proposé par BERZI et RECAMI (29) dans le cas particulier des annihilations $pp \rightarrow 2\pi^+2\pi^- \pi^0$. Le diagramme de FEYNMAN (Fig. VI-4, c) est composé de 2 vertex du type $p \rightarrow J^P_\pi$ et d'une annihilation statistique des 2 nucléons virtuels en 3π . Les règles classiques ont été appliquées pour le calcul du graphe. Les résultats obtenus rendent assez bien compte de l'asymétrie, mais non de la collimation, importante pour les 5π .

Ce modèle est du type doublement périphérique (1 π dans chaque nuage).

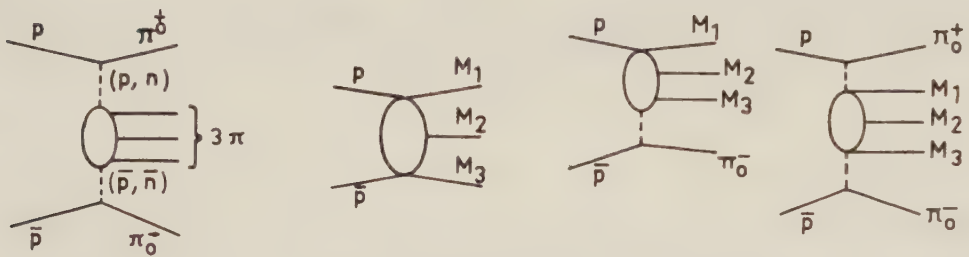
3 - Modèle des quarks (30)

Dans cette théorie, les baryons apparaissent comme des états liés de 3 particules fondamentales très lourdes ou quarks. Les anti-baryons sont constitués de 3 anti-quarks et les



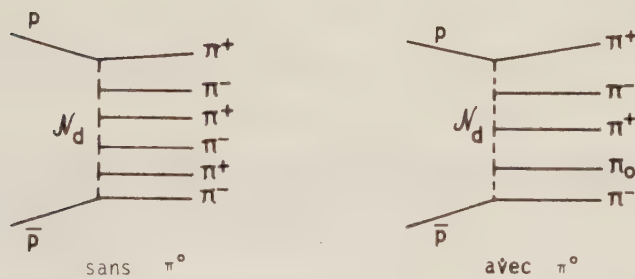
a) Modèle statistique

b) Modèle de Koba et Takeda ; sans "nuage", un "nuage", 2 "nuages" (c = coeur, n = nuage π_0^+ , $(\pi^+\pi^-)$;...)

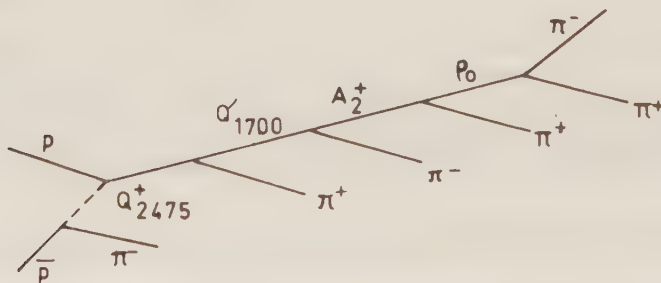


c) BEZI-RECAMI

d) QUARKS : 0,1,2 π périphériques
M = mesons : π, ρ, ω



e) Modèle multi-périphérique simple



f) Production de résonances lourdes dans la voie directe (exemple : chaîne du A_2)

Fig. VI.4 - Diagrammes de Feynman des principaux modèles d'annihilation

mesons sont des états quarks - anti-quarks.

Plus exactement, p est composé des quarks d'isospin $\frac{1}{2}$ et d'étrangeté nulle :

$$A(Q = \frac{2e}{3}) \quad \text{et} \quad B(Q = -\frac{e}{3})$$

$$p \equiv AAB \quad , \quad \bar{p} \equiv \overline{AAB}$$

Le modèle est basé sur l'idée simple que les quarks se réarrangent dans l'annihilation par paires avec les anti-quarks. Ces paires, au nombre de 3, sont du type $A\bar{A}$, $B\bar{B}$, $A\bar{B}$ ou $B\bar{A}$, c'est-à-dire des mesons d'isospin 1 ou 0, d'étrangeté nulle. L'état de plus faible masse et le plus facile à produire pour une paire quark - anti-quark est celui de moment orbital relatif nul (état S). Le spin et la parité ne peuvent être alors que 0 et 1, ce qui correspond aux particules.

$$\begin{array}{ll} 0^- & \pi, \eta, X_0 \\ 1^- & \rho, \omega, \phi \end{array}$$

Pour des états de moment orbital relatif plus élevé, $L = 1, 2 \dots$, on obtient des résonances membres des multiplets $0^+, 1^+, 2^+, 2^-$ etc... Ces particules possèdent des masses relativement élevées et à notre énergie d'annihilation. $\sim 3 \text{ GeV}$ sont plus difficilement produites.

Dans l'ignorance de la façon dont s'effectue le réarrangement, le plus simple est de supposer qu'il suit les lois du modèle statistique (Fig. VI-4, d).

Des variantes périphériques et doublement périphériques du modèle, ont été proposées (31) pour rendre compte de l'asymétrie, l'annihilation en 3 mesons pouvant être précédée de l'émission d'un pion au vertex du proton ou de l'anti-proton. Les prédictions du modèle sont :

- Existence d'annihilation en 3 corps à caractère isotrope.
- Annihilations du type π périphérique + 3 mesons.

4 - Modèle multi-périphérique (32)

Le modèle phénoménologique, issu de la théorie de REGGE (32) a été récemment étendu aux annihilations $\bar{p}p \rightarrow n\pi$ (34).

La théorie de REGGE décrit bien les réactions à deux corps du type $A + B \rightarrow C + D$ à condition que la masse carrée S de la voie d'entrée soit élevée, et le moment de transfert voisin de 0.

On admet généralement que l'interaction entre 2 particules résulte de l'échange d'une particule virtuelle porteuse de certains nombres quantiques ($\pi, \rho, p, n, \Delta \dots$). L'idée de REGGE a été de remplacer la particule échangée par un objet plus complexe ou pôle dont le nombre quantique de spin α est complexe, et varie avec la masse. Le pôle est caractérisé par certains nombres quantiques (Isospin, charge, étrangeté ... etc) et s'identifie avec une particule réelle chaque fois que la masse carrée t est positive et la partie réelle du spin entière (ou demi-entière).

Dans le cas d'un échange t est négatif, on fait l'hypothèse que α est réel et varie linéairement avec t . La droite décrite est appelée trajectoire :

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \beta t$$

La contribution d'un pôle à l'amplitude de transition est :

$$A_p(t,s) = F_p(t) S^{\alpha_p(t)} \quad (6-2)$$

$F_p(t)$ est une fonction complexe de t assimilable à une constante pour t petit. A cause du terme exponentiel, le terme le plus important quand on somme sur les pôles pouvant contribuer à l'amplitude, provient de celui dont la valeur de α est la plus grande.

Dans la théorie de REGGE, une annihilation $\bar{p}p \rightarrow 2\pi$ résulte de l'échange d'un pôle baryonique (Fig. VI-5). Le pôle dominant pour les baryons est celui du nucléon N et nous pouvons réduire en première approximation l'amplitude à son terme principal. Dans ces conditions le π associé au vertex de $p(\bar{p})$ ne peut être que $\pi^+(\pi^-)$ ou π_0 .

En combinant 2 diagrammes du type précédent, on obtient une annihilation en 3 particules (Fig. VI-5). L'amplitude résultante est le produit des amplitudes propres à chaque demi-diagramme. De la même façon, en combinant $n-1$ diagrammes intermédiaires, on obtient une annihilation en n π .

Chaque diagramme est caractérisé par les invariants S_i et t_i (masse carrée et moment de transfert pour les π i et $i+1$) calculables à partir des quadri-moments).

La formule 6-2 n'est qu'une formule limite. Pour S petit un compartiment statistique domine (amplitude constante) et de façon à relier ces deux cas extrêmes, la formule empirique a été proposée :

$$A_i \sim \left(1 + \frac{h}{1 + \frac{s_i}{a}}\right) \left(1 + \frac{s_i}{a}\right)^{\alpha_0} \left(1 + \frac{s_i}{b}\right)^{\beta t_i} \quad (6-3)$$

Les coefficients a , b , h sont tirés de l'expérience.

s_i est reliée à la masse invariante carrée et aux masses m_i et m_{i+1} par la relation $s_i = S_i - (m_i + m_{i+1})^2$ et s'identifie à S_i si $S_i \gg m_i + m_{i+1}$.

L'expression de A_i tend vers $1+h$ pour $s_i \approx 0$ et $a^{\alpha_0} b^{-\beta t_i} s_i^{\alpha(t)}$ quand $s_i \gg a$ et b .

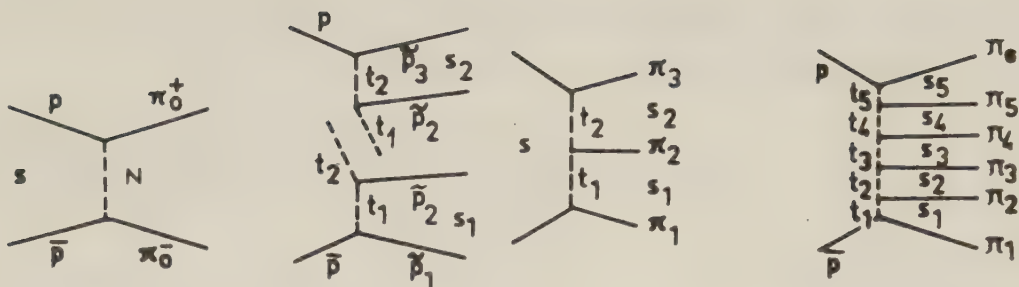


Fig. VI.5 - Représentation des annihilations $\bar{p}p \rightarrow n\pi$ à l'aide de diagrammes multi-périphériques

L'amplitude relative à un graphe s'écrit en faisant le produit des amplitudes partielles :

$$A = g^{n-1} A_1 A_2 \dots A_{n-1}$$

g représente la constante de couplage du pôle du nucléon, $N \rightarrow N + \pi$ et peut être ignorée pour une multiplicité donnée. Pour obtenir la probabilité de transition, il faut considérer tous les graphes conduisant au même état final et prendre le carré de la somme des amplitudes pour $|M^2|$. Dans l'ignorance des phases des diverses amplitudes, on prend :

$$M^2 = \sum_{\text{graphes}} |A|^2 \quad (6-4)$$

Les paramètres g, a, b, h sont choisis de façon à rendre compte d'un certain nombre de résultats expérimentaux dans un domaine d'énergie allant de 1.6 à 7 GeV/c.

Les valeurs proposées par CHEN sont pour h, a, b (34) :

$$\begin{aligned} h &= 0.077 \\ a &= 0.1 \quad (\text{GeV})^2 \\ b &= 3.0 \quad (\text{GeV})^2 \end{aligned}$$

Les coefficients de la trajectoire du nucléon sont $\alpha_0 = -0.38, \beta = 0.88 (\text{GeV}^{-2})$.

Les distributions sont calculées en générant au hasard des événements fictifs et en les affectant d'une probabilité déduite des formules 6-1, 6-4 et 6-3.

Les résultats obtenus reproduisent assez bien les rapports entre multiplicités et les distributions angulaires globales de production dans un domaine d'énergie assez vaste.

Il convient de remarquer que si l'énergie est peu importante, ou la multiplicité élevée, l'énergie disponible par paire de pions est souvent petite de telle sorte que plusieurs amplitudes partielles a_i deviennent constantes. Ceci se traduit par un retour partiel au modèle statistique et une certaine isotropie dans les distributions angulaires.

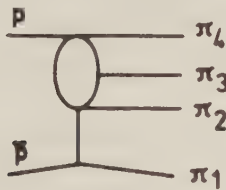


Fig. VI.6 - $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$: comportement du modèle multi-périphérique si s_2 et s_3 sont faibles

Ce cas se produit assez souvent à notre énergie. Inversement, si la multiplicité est faible, certaines amplitudes sont régies par la formule de REGGE, ce qui produit une asymétrie marquée.

Le défaut du modèle est de négliger la présence très importante de résonances. Les introduire revient à considérer de nombreux diagrammes; la contribution de plusieurs pôles et à perdre l'avantage d'un calcul simple. Sur plus d'un point, les prédictions de ce modèle sont proches de celles de celui de KOBA et TAKEDA. Le diagramme de la fig. VI-6 en est un exemple.

Remarque : Quand l'énergie d'annihilation coïncide avec la masse d'une résonance bosonique lourde ($M > 2$ GeV), il y a formation, puis désintégration de celle-ci en particules plus légères.

Cette même résonance lourde peut-être produite si, après émission d'un π , l'énergie résiduelle d'annihilation coïncide avec sa masse. Ces résonances se désintégrant généralement en cascade.

Un exemple de désintégration en chaîne conduisant au A_2 observé dans les 6π est donné Fig. VI-4, f.

Ce phénomène assez rare a été étudié par ailleurs (24), et suggère qu'une multiplicité finale donnée résulte de processus très divers.

5 - Conclusion

Un certain nombre de modèles apparaissent voisins et différents, plus par les hypothèses simplificatrices, les méthodes de calcul que par la philosophie généralement proche de celle proposée par KOBA et TAKEDA.

- Emission d'un pion ou d'autre chose au vertex de p ou $\bar{p}$
- Annihilation proprement dite à caractère statistique.

Comme nous l'avons dit au passage, une théorie précise devrait tenir compte des nombreuses résonances produites. La complexité qui en résulte rend cette tâche ardue.

CHAPITRE VII

ETUDE GENERALE DES ASYMETRIES DE CHARGE DES $\pi^{\pm}$ ET π^0

Les distributions de l'impulsion, de l'angle de production dans le centre de masse et des moments de transfert des π mettent en évidence des asymétries de comportement en fonction de la charge. Ces asymétries semblent reliées au mouvement du proton et de l'anti-proton avant l'annihilation et sont d'autant plus marquées que la multiplicité est petite. Elles ne peuvent être complètement rendues par un modèle multi-périphérique négligeant la présence de résonances.

§ 1 - ETUDE DES DISTRIBUTIONS D'IMPULSION

L'impulsion n'est pas une variable très sensible à un modèle donné et les spectres expérimentaux des $\pi^{\pm}$ ne s'écartent jamais beaucoup des prédictions du modèle statistique tout en étant toujours plus étroits.

Il convient de noter deux particularités importantes :

- La forme des spectres varie fortement avec l'angle d'émission ; au voisinage de 0° pour les $\pi^{\pm}$ (ainsi que 180° pour les π^0), on observe un décalage vers les fortes impulsions. (Fig. VII.4 et VII.5).

- Les distributions des π_0 diffèrent notablement de celles des π chargés dans les réactions B et D, l'impulsion des π_0 étant en moyenne plus petite (table VII.1).

Le modèle de Koba et Takeda explique qualitativement ces 2 observations si l'on considère que le nuage, responsable des π périphériques et rapides est approximativement 2 fois plus riche en π^+ (ou π^-) qu'en π^0 . La présence de résonances influe aussi sur le spectre des π_0 surtout dans le cas de la réaction $3\pi^+ 3\pi^-\pi^0$ où 45 % des π_0 contre seulement 15 % des π chargés sont issus de la désintégration $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. L'étude du spectre d'impulsion des π appartenant à une combinaison $\pi^+\pi^-\pi^0$ dont la masse est celle du ω , donne une valeur moyenne ($P = 0.303$) sensiblement plus faible que celle du spectre total.

N.B. Pour faciliter les comparaisons nous avons normalisé les distributions et remplacé dans certains cas, les histogrammes par des courbes régulières tracées au mieux.

Réaction	$\pi^{\pm}$	π^0 *
$2\pi^+ 2\pi^-$	0.695 ± 0.013	0.538 ± 0.006
$2\pi^+ 2\pi^-\pi^0$	0.576 ± 0.004	
$3\pi^+ 3\pi^-$	0.465 ± 0.004	0.352 ± 0.004
$3\pi^+ 3\pi^-\pi^0$	0.385 ± 0.003	

(GeV/c)

Table VII.1
Impulsion moyenne des π en fonction de la multiplicité. (* Valeur après correction du biais expérimental observé au § 3).

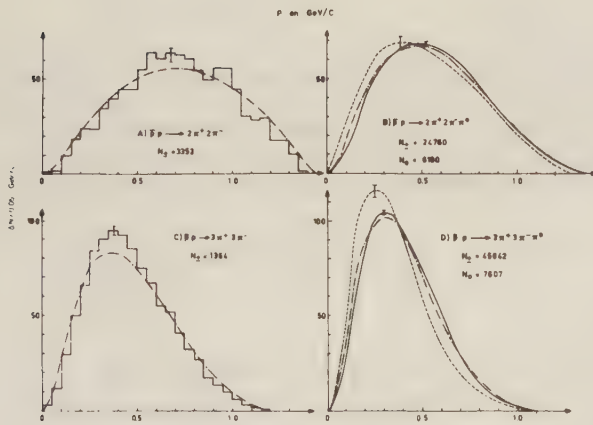


Fig. VII.1 - Distributions de l'impulsion des $\pi^{\pm}$ et π^0 dans le centre de masse (normalisation à 1000) : — $\pi^{\pm}$; ---- π^0 ;prédictions du modèle statistique.

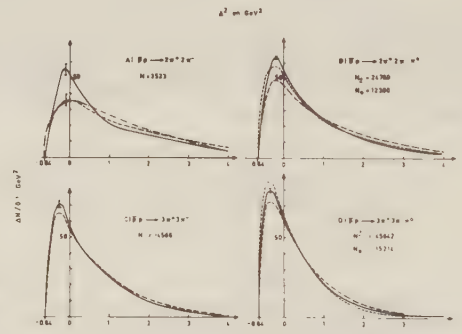


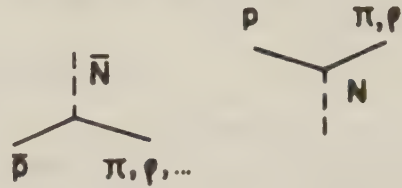
Fig. VII.2 - Distributions en Δ^2 des $\pi^{\pm}$ et π^0 par rapport à p ou $\bar{p}$ (normalisation à 1000) : — π^+/p et $\pi^-/\bar{p}$; ---- π^+/p et $\pi^-/\bar{p}$; π^0/p et $\pi^0/\bar{p}$; , prédictions du modèle statistique généralement voisines des distributions de charge opposée.

§ 2 - ETUDE DES MOMENTS DE TRANSFERT

Dans un modèle périphérique le moment de transfert Δ^2 d'une particule par rapport à p ou $\bar{p}$ constitue une variable intéressante si cette particule est créée au vertex du proton ou de l'anti-proton. Δ^2 est alors l'inverse de l'invariant relativiste t du § VI.4 et de la masse carrée du baryon virtuel produit (M^2)

$$\Delta^2 = -t = -M^2$$

Les moments de transfert par rapport à p ou $\bar{p}$ sont définis à partir des quadri-moments impulsion énergie, P, E ;



$$\Delta^2/p = (\vec{p} - \vec{p}_p)^2 - (E - E_p)^2, \quad \Delta^2/\bar{p} = (\vec{p} - \vec{p}_{\bar{p}})^2 - (E - E_{\bar{p}})^2$$

Il est intéressant, dans le modèle de Koba et Takeda, de relier pour un π du nuage, Δ^2 à son énergie e dans le système du baryon (eg. Laboratoire ou anti-laboratoire) ;

$$\Delta^2 = \mu^2 - M^2 + 2Me \quad (\mu, M \text{ masses du } \pi \text{ et du nucléon ; } 0.139 \text{ et } 0.939 \text{ GeV})$$

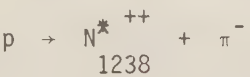
Pratiquement, si l'impulsion est inférieure à 400 MeV/c (cf. chap. VI. § IV), le Δ^2 d'un π du nuage est compris entre - 0 et - 0.64 GeV².

Les spectres expérimentaux montrent une similitude entre $\Delta^2_{\pi^+/p}$ et $\Delta^2_{\pi^-/\bar{p}}$ d'une part, $\Delta^2_{\pi^+/\bar{p}}$ et $\Delta^2_{\pi^-/p}$ d'autre part. Nous avons réuni ces spectres 2 à 2 en les appelant spectres de "même charge" ou "de charge opposée" de façon à comparer les charges du π et du baryon. Il apparaît sur la Fig. VII.2, que la distribution des π de même charge présente un excès significatif dans la région des petits Δ^2 . Cet excès est d'autant plus important que la multiplicité est petite.

Un modèle périphérique qu'il soit simple, multiple ou celui de Koba et Takeda rend compte qualitativement de cet excès. En effet une fraction des π est émise dans des processus du type



Si l'on fait l'hypothèse naturelle que les nombres quantiques du baryon virtuel sont de préférence ceux du nucléon, la conservation de la charge impose que celle du π soit 0 ou + et vice-versa. Il faut envisager le processus d'échange :

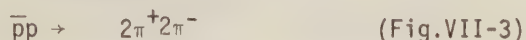


pour produire un π^- . Ce processus est énergétiquement moins probable.

Nous avons sommé les distributions $\Delta^2_{\pi^0/p}$ et $\Delta^2_{\pi^0/\bar{p}}$ qui sont compatibles. Ces spectres ne sont pas intermédiaires entre ceux des π de même charge et de charge opposée. Nous attribuons ce fait, comme du § précédent à la présence des résonances.

§ 3 - ETUDE DE L'ANGLE DE PRODUCTION

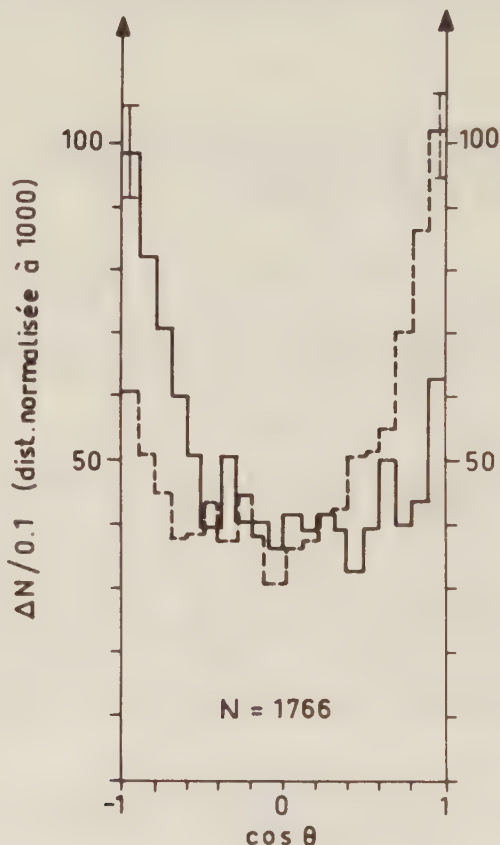
Les distributions du cosinus de l'angle de production des $\pi^\pm$ dans le centre de masse, mettent très clairement en évidence l'effet d'asymétrie de charge qui est à l'origine des modèles périphériques ; une fraction importante des π chargés suit la ligne de vol de la particule primaire de même charge. Cet effet est le plus spectaculaire dans la réaction :



Il faut renverser par rapport à 90° la distribution des π^+ , c'est-à-dire rapporter $\cos \theta_{\pi^+}$ à la direction de $\bar{p}$ pour obtenir la même distribution que celle des π^- . C'est cette convention, introduite au chap. VI. § III que nous prendrons par la suite.

Fig. VII.3 - Mise en évidence de l'asymétrie de charge des π^+ et π^- dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$

— π^+ ; --- π^-



1 - Etude générale des distributions angulaires (Fig. VI-3)

a - Toutes les distributions angulaires des $\pi^\pm$ sont caractérisées par une asymétrie avant-arrière qui décroît avec la multiplicité pour atteindre presque l'isotropie pour la multiplicité 7.

Le "pic avant" est essentiellement localisé aux petits angles et les coefficients usuels d'asymétrie F/B ou $A = F - B / F + B$ apparaissent peu parlants pour en rendre compte. Nous les avons systématiquement donnés, mais une meilleure évaluation de l'effet est à notre avis la valeur de ΔN dans l'intervalle 0.9 - 1.0 rapportée au nombre total d'entrées N de l'histogramme. Nous avons dans ce but normalisé toutes les distributions à 1000 (cf. Notice à la fin du chapitre).

Une remontée "arrière" importante au voisinage de $\cos \theta = -1$, apparaît également dans les réactions A, B et C. Elle peut être la manifestation du processus

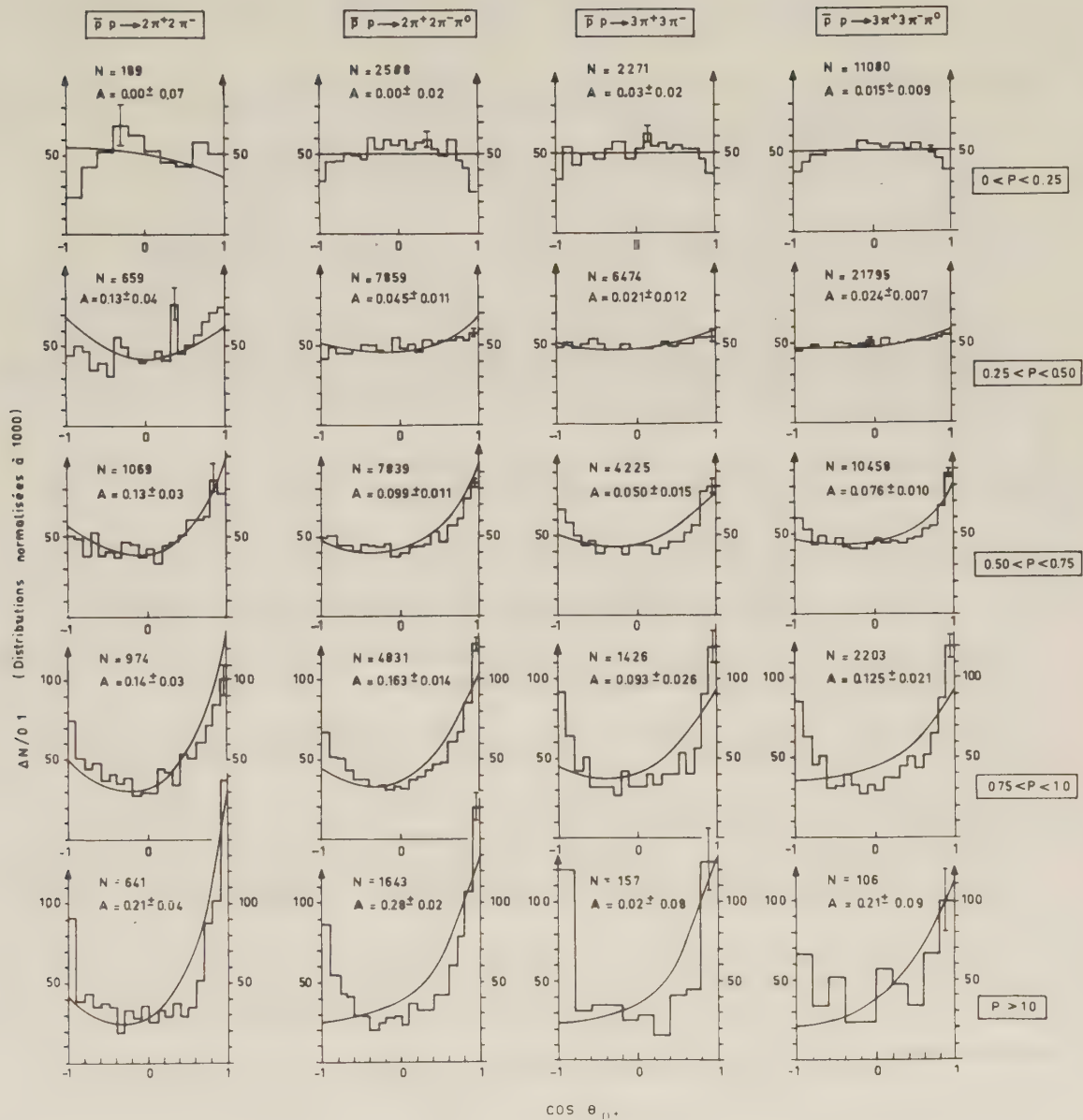


Fig. VII.4 - Influence de l'impulsion sur les distributions angulaires des $\pi^\pm$.
Prédictions du modèle multi-périphérique ($a=0.1 \text{ GeV}^2$,
 $b = 3.0 \text{ GeV}^2$)

$$p \rightarrow N^{*++} + \pi^-$$

b - Le π_0 étant une particule neutre peut être émis au vertex de p (180°) ou $\bar{p}(0^\circ)$. De fait une collimation aux petits et grands angles est clairement visible dans la réaction $p\bar{p} \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$. Celle-ci est presque nulle dans la réaction D.

Remarque : Un biais expérimental est à l'origine de l'asymétrie apparente des π_0 dans les ev^+s 5π , l'intervalle 0.9 - 1.0 étant clairement dépeuplé par rapport à l'intervalle symétrique. Ce biais a 2 raisons :

- $\cos\theta_{\pi_0} \approx 1$, correspond à des π_0 d'énergie maximum dans le laboratoire. Ces événements sont caractérisés par une erreur plus grande que la moyenne sur la masse de la particule neutre déduite des bilans d'énergie - impulsion.
- Le spectre de cette masse manquante dans les événements du type $2\pi^+2\pi^-\pi_0$ impose, par suite de l'imprécision de certaines mesures HPD (chap. IV), une coupure sévère ($M_{X_0}^2 < 4\mu^2$) pour séparer les événements avec π_0 des autres. Cette coupure a pour effet d'éliminer environ 15 % des événements 5π , de préférence avec des π_0 énergiques dans le laboratoire.

Nous avons appliqué la même coupure dans la réaction $3\pi^+3\pi^-\pi^0$, mais la résolution étant meilleure, la perte d'événements est beaucoup plus faible (3 %)

2 - Influence de l'impulsion sur les distributions angulaires (Fig. VII.4 et VII.5)

L'étude de l'influence de l'impulsion montre les caractères suivants :

- au-dessous de 0.5 GeV/c les distributions sont relativement isotropes et les effets d'asymétrie ou de collimation demeurent faibles.
- au-dessus de 0.5 GeV/c l'asymétrie des $\pi^\pm$ (ou la collimation pour les π^0) se localise aux petits angles et un pic arrière se manifeste de plus en plus.
- L'asymétrie et la collimation restent dans une large mesure indépendantes de la multiplicité et croissent avec l'impulsion. Plus la multiplicité est élevée, plus la proportion de π d'impulsion supérieure à 0.5 GeV/c est faible et moins l'asymétrie globale est marquée. Ceci fournit une explication qualitative de ce que nous avons observé.

Le second point est en bon accord avec le modèle de Koba et Takeda qui prévoit que la distribution des π du nuage se localise aux petits angles au-dessus de 0.5 GeV/c, grâce à une propriété classique des transformations de Lorentz.

Remarque : Un biais expérimental apparaît dans la tranche $0 < P_{\pi^\pm} < 0.25$ au voisinage de $\cos\theta_{\pi^\pm} = \pm 1$. Il provient de $\pi^\pm$ trop lents dans le laboratoire pour être mesurés et vus dans le centre de masse avec une faible impulsion et sous un angle voisin de 0° (π^+) ou 180° (π^-).

§ 4 - CONFRONTATION DES DONNEES EXPERIMENTALES AVEC LE MODELE MULTI-PERIPHERIQUE SIMPLE

Le modèle multi-périphérique présente l'avantage de se prêter à des comparaisons quantitatives. Sous la forme simple où il a été introduit au chap. VI - § 4, il considère des diagrammes contenant seulement des pions. L'amplitude A pour un diagramme donné,

$$A \sim \prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{h}{1+s_i} \right) \left(1 + \frac{s_i}{a} \right)^{-0.38} \left(1 + \frac{s_i}{b} \right)^{0.88t}$$

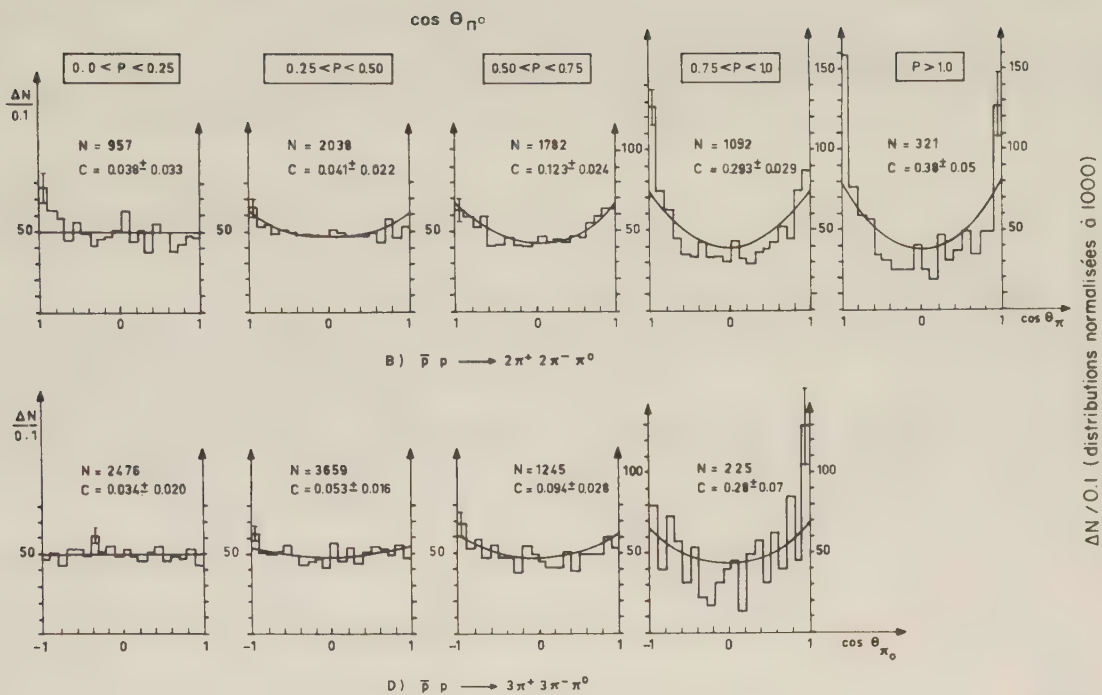


Fig. VII.5 - Influence de l'impulsion sur les distributions angulaires des π^0 ;
Prédictions du modèle multi-périphérique ($a=0.1 \text{ GeV}^2$, $b=3.0 \text{ GeV}^2$); —

dépend de 3 paramètres expérimentaux h , b et a :

- h décrit le comportement de l'amplitude dans la région des basses énergies, $s_i \ll a$, et reste voisin de 0.
- a , facteur d'échelle en énergie, sépare la région des basses et hautes énergies et est traditionnellement de l'ordre de 1 GeV^2
- b décrit la dépendance exponentielle en t , dans le domaine de validité de la formule de Regge, c'est-à-dire s_i grand et t_i petit. En réalité les auteurs du modèle distinguent 2 constantes b , l'une b_E relative aux vertex externes ($\bar{p}$ ou p réels), l'autre b_I aux vertex internes. Nous avons pris pour simplifier une seule et même constante :

$$b = \frac{b_I + b_E}{2}$$

1. Les valeurs proposées par Chan, Loskiewicz et Allison pour a et b , déduites de réactions variées mais autres que des annihilations, diffèrent considérablement de celles proposées par Chen (33, 34) pour les annihilations :

Chan, Loskiewicz, Allison	$a = 1$	$b_I = 0.5$	$b_E = 1.2$	;
Chen	$a = 0.1$	$b_I = b_E = 3.0$		

Nous pensons que ce désaccord profond réside dans un défaut de la formule donnant l'amplitude. Comparons, à cet effet, dans le cas de la réaction A , les distributions en P , Δ^2 et $\cos \theta$ avec les prédictions du modèle multi-périphérique incluant les 2 jeux de valeurs (Fig. VII-6). Une asymétrie trop marquée apparaît immédiatement avec le jeu original. Aussi pour ajuster les distributions en $\cos \theta$, Chen a dû atténuer la dépendance exponentielle en t - en augmentant b - et réduire par 10 le domaine des basses énergies ce qui est beaucoup.

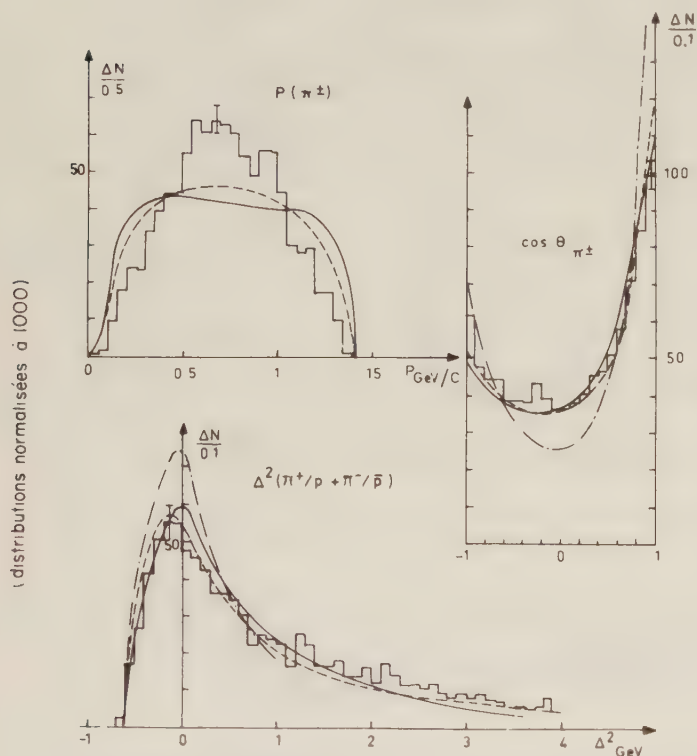


Fig. VII.6 - Comparaison des spectres en P , $\cos \theta$, Δ^2 dans la réaction $pp \rightarrow 4\pi$ avec les prédictions du modèle multi-périphérique simple.

— $a=0.1$, $b = 3. \text{ GeV}^2$
 — $a=1.0$, $b = 0.85 \text{ GeV}^2$
 --- $a=1$, $b = 0.85 \text{ GeV}^2$ et coupure à $t = -1 \text{ GeV}^2$

valeurs physiques, en accord avec celles trouvées par ailleurs.

L'ajustement obtenu pour les distributions générales apparaît satisfaisant sur la Fig. VII.5, mais les spectres d'impulsion (Fig. VII.5) ainsi que ceux de masse sont très déformés.

Le défaut de la formule vient de ce qu'elle n'assure pas parfaitement un comportement continu entre le domaine de Regge et la région des basses énergies. En effet le comportement est bien correct quand $s_i \approx 0$, t_i petit ($A \rightarrow 1+h$) et s_i grand, t_i petit

$(A_i \rightarrow (\frac{s_i}{a})^{\alpha_0} (\frac{s_i}{b})^{\beta t_i})$, mais dans le domaine où t_i est grand $\rightarrow s_i$ petit et où le comportement est en principe statistique, il n'en est pas ainsi. Les spectres en Δ^2 indiquent que t atteint facilement - 2 ou - 3. L'amplitude devient alors petite à cause du terme exponentiel, ce qui produit l'asymétrie exagérée observée sur la Fig. VII.6. De plus le comportement exponentiel de Regge n'est valable que pour t petit, c'est-à-dire grosso-modo pour $t \geq -1$.

Afin de mettre en évidence cet effet, nous avons admis la formule précédente si $t \geq -1$ et substitué -1 à t au-dessous. Ce traitement est radical, mais donne des prédictions comparables à celles de Chen pour les spectres en $\cos \theta$ et Δ^2 et meilleures pour l'impulsion. De plus, nous conservons pour a et b des

2 - Les prédictions du modèle avec les valeurs de Chen, bonnes pour les distributions globales en $\cos \theta$, deviennent médiocres, surtout dans le cas des π_0 , quand on considère l'influence de l'impulsion (Fig. VII.4).

3 - Il n'est pas possible enfin, quelque soient les valeurs de a et b , de rendre compte des particularités observées au § 2 et 3 pour les π_0 . Si le π_0 occupe avec la même probabilité tous les vertex de la fig. VII.4e, il doit exister entre les distributions en P et Δ^2 des π^+ et π^- les relations ;

$$D_p(\pi_0^-) = D_p(\pi^+) = D_p(\pi^-)$$

$$D_{\Delta 2}(\pi_0) = \frac{1}{2} \{ D_{\Delta 2}(\text{même charge}) + D_{\Delta 2}(\text{charge opposée}) \}$$

Ces relations ne sont manifestement pas vérifiées, ce qui s'explique si le diagramme contient des résonances, la symétrie étant rompue.

En conclusion, nous avons pu, au prix de certaines précautions, rendre assez bien compte des effets d'asymétrie angulaire des $\pi^\pm$ en utilisant pour les paramètres a et b des valeurs en accord avec celles déduites d'études très différentes (interactions πp , pp). Cependant ce modèle présente des lacunes, qui nous paraissent dues à la non introduction des résonances ρ , ω , f ... abondamment produites dans les annihilations.

Nous présenterons les résultats d'un modèle multi-périphérique tenant compte de ces résonances, au chapitre X.

Notice relative aux figures

Toutes les histogrammes sont systématiquement normalisés à 1000 entrées. Pour passer à l'histogramme original, il faut multiplier le contenu de chaque intervalle par $N/1000$, N étant le nombre d'entrées. Nous donnons également systématiquement une barre d'erreur, pour donner une idée des fluctuations statistiques.

Le but de cette normalisation est de permettre une comparaison facile des distributions semblables, en particulier dans le cas des distributions en $\cos \theta$.

CHAPITRE VIII

INFLUENCE DES RESONANCES SUR LES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Les annihilations résultent rarement de la production directe des pions que nous observons dans l'état final. Dans la majorité des cas, d'autres particules que les π sont créées au moment de l'annihilation que seule leur vie trop brève empêche d'être observées directement. Ces particules ou résonances se désintègrent ensuite en pions qu'il est difficile de distinguer de ceux produits directement.

L'existence d'une résonance a pour effet de réduire la multiplicité effective. Les pions, que nous appellerons primaires pour les opposer à ceux issus d'une désintégration, apparaissent beaucoup plus périphériques que la moyenne. Les distributions angulaires des résonances comme nous le verrons au chapitre IX sont-elles aussi très anisotropes. Par contre celles des π secondaires présentent des caractères moins marquées, la désintégration ayant pour effet d'estomper les caractéristiques primaires.

Nous constaterons de grandes analogies dans les distributions angulaires de réactions qui sont semblables par le nombre et la charge des particules en présence.

§ - 1 - CARACTERISTIQUES DE LA PRODUCTION DES RESONANCES ETUDIEES

La production des résonances ρ^0 , $\rho^\pm$, ω et f apparaît clairement sur les spectres de masse :

- $M_{\pi^+\pi^-}$; ρ^0 (760 MeV) , f (1250 MeV) Fig. VIII.1
- $M_{\pi^\pm\pi^0}$; $\rho^\pm$ (760 MeV) Fig. VIII.2
- $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$; ω (783 MeV) Fig. VIII.3

Nous laisserons de côté l'effet des résonances plus lourdes, produites moins fréquemment, les signaux de ces résonances sur les spectres de masse étant trop faibles pour permettre une étude. Rappelons que l'analyse détaillée des résonances lourdes et d'éventuelles chaînes de désintégration est étudiée par ailleurs dans cette expérience (24).

Les résonances ρ , ω , f sont souvent produites simultanément. Cette simultanéité a pour effet de réduire davantage la multiplicité effective.

1 - Spectres de masses et taux de production

Les résonances se manifestent par des signaux ou "bosses" sur les spectres de masses des multi-pions caractéristiques de leur désintégration. Malheureusement, ces signaux

se situent sur des fonds importants, et il n'est pas possible d'isoler les multipions issus de la désintégration de ceux dont la masse coïncide par hasard avec celle de la résonance.

Nous parlerons pour ces raisons de candidats ρ^0 , ω , f etc... et non de ρ^0 , ω , f , etc... chaque fois que nous sélectionnerons un multi-pion dont la masse sera située au voisinage de celle de ces résonances. De même les événements choisis seront candidats à la réaction $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 + \dots, \omega + \dots, \text{etc.}$

Le tableau VIII.1 donne les principales coupures de masses que nous avons utilisées, ainsi que les probabilités d'avoir une résonance dans la bande de masse $(\frac{R}{R+\text{fond}})$, un événement contenant cette résonance (R/N) , et les taux de production.

L'ignorance de la forme précise de l'espace de phase rend difficile dans de nombreux cas l'évaluation précise des taux de production, car connaître le fond supposerait le problème résolu.

Comme nous nous limitons à l'étude des "bonnes" résonances, c'est-à-dire présentant un rapport signal / fond favorable, nous n'avons pas besoin de cette évaluation précise, en cours par ailleurs (21), et dans la plupart des cas nous nous sommes contentés d'une évaluation graphique.

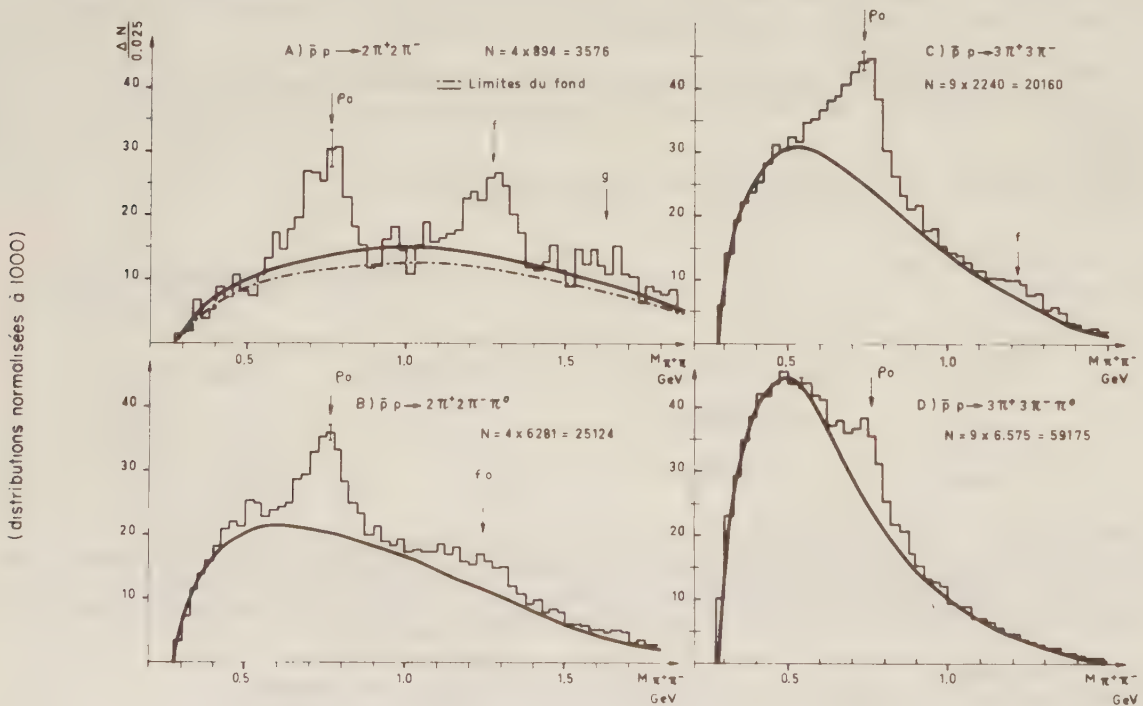


Fig. VIII.1 - Spectres de masses $\pi^+\pi^-$. (— courbes utilisées pour les évaluations graphiques)

	Taux/ev ^t .	coupures de masses (GeV)	R	R+fond	N(evt)	$\frac{R}{R+fond}$	$\frac{R}{N}$	
ρ^0	0.41 - 0.54 [*]	0.60 - 0.90	346 - 436	930	645	0.37-0.47	0.53-0.67	-Statistique faible Fond peu important mais mal connu.
		0.65 - 0.85	327 - 386	720	543	0.45-0.54	0.60-0.71	
		0.70 - 0.80	211 - 330	403	347	0.52-0.60	0.61-0.95	
	f ⁰	1.00 - 1.50	293 - 443	1277	703	0.23-0.35	0.42-0.63	idem
		1.10 - 1.40	271 - 373	881	574	0.32-0.42	0.49-0.65	
		1.15 - 1.35	255 - 314	655	473	0.39-0.48	0.54-0.66	
	g	0.11 - 0.16 [*]						non étudié
$\rho^\pm$	0.44 [*]	0.7 - 0.8	1400	3315	2790	0.42	0.50	Bonne statistique
	0.40 [*]	0.7 - 0.8	1200	3321	2789	0.36	0.43	fond important
	0.21 [*]	1.0 - 1.5	1356	6504		0.21		fond très important
	0.090 [*]	0.74 - 0.82 et $\cos \phi_{min} < -0.92$	389	541	521	0.72	0.75	Petite statistique fond faible
ρ^0	1.30 [*]	0.7 - 0.8	1451	3419	1950	0.42	0.80	ρ^0 intense, fond important
	f	0.16						non étudié
$\rho^\pm$	0.70 ± 0.05							fond défavorable
	0.26 ± 0.03							
ω^0	0.45 ± 0.03	0.77 - 0.80 et $\cos \phi_{min} < -0.92$	1420	2302	2010	0.62	0.706	résonance étroite

R : nombre de résonances dans la bande de masse considérée

R + fond : nombre de combinaisons "

N : nombre d'événements contenant au moins une candidate résonance

* Taux de formation évalués graphiquement en comptant le nombre de combinaisons situé au-dessus de l'espace de phase, dans les intervalles : 0.55 - 0.95 GeV (ρ^0 et $\rho^\pm$) ; 0.70-0.86 (ω^0) ; 1.00 - 1.50 (f^0) ; 1.50 - 1.80 (g). (cf. Fig. VIII.1,2 et 3).

Table VIII.1

Taux de formation des résonances et résultats des principales coupures de masses utilisées pour leur sélection.

Voici les particularités propres à chaque réaction :

$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$: cette réaction possède la plus faible statistique. La production de ρ^0 et de f est très importante, celle du méson g(1650) probable. L'ajustement des spectres de masse est difficile, le fond étant mal défini. Nous avons pris pour ce dernier en vue des évaluations graphiques deux limites extrêmes (Fig. VIII.1-A).

$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$: Les productions du $\rho^\pm$ et du ρ^0 apparaissent équivalentes. La bosse située aux environs de 500 MeV sur les spectres $M_{\pi^+\pi^-}$ et $M_{\pi^\pm\pi^0}$ est une réflexion du ω . Elle disparaît (Fig. VIII.2.B) quand on supprime les événements candidats $\omega + \dots$. Le f reste encore abondant, mais à cause de sa grande largeur devient minoritaire dans sa bande de masse. La forme du fond est semblable pour les deux spectres et la statistique bonne. Le ω apparaît en bordure d'espace de phase, sur un faible fond (Fig. VIII.3.B).

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$: Le ρ^0 est produit à raison de plus d'un ρ^0 /événement. Un ajustement précis du spectre de masse rencontre des difficultés par suite d'une forme un peu asymétrique du signal du ρ . L'introduction d'une Breit-Wigner assez large centrée à 0.65 GeV qui pourrait représenter la résonance ϵ améliore les ajustements (20). Suivant les ajustements la proportion de ρ^0 varie de 0.9 à 1.7/év^t. Nous nous sommes contentés d'une valeur moyenne, correspondant à une évaluation graphique, en négligeant le ϵ .

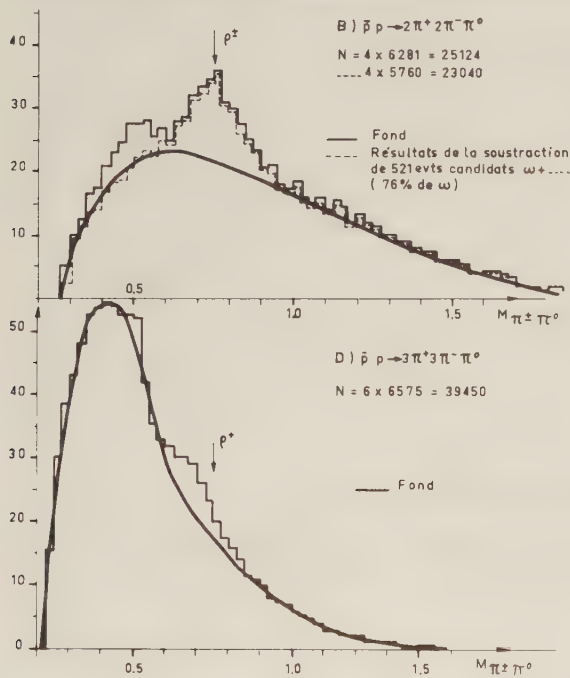


Fig. VIII.2 - Spectres de masse $\pi^\pm\pi^\pm\pi^0$ dans les réactions B et D (normalisées à 1000)

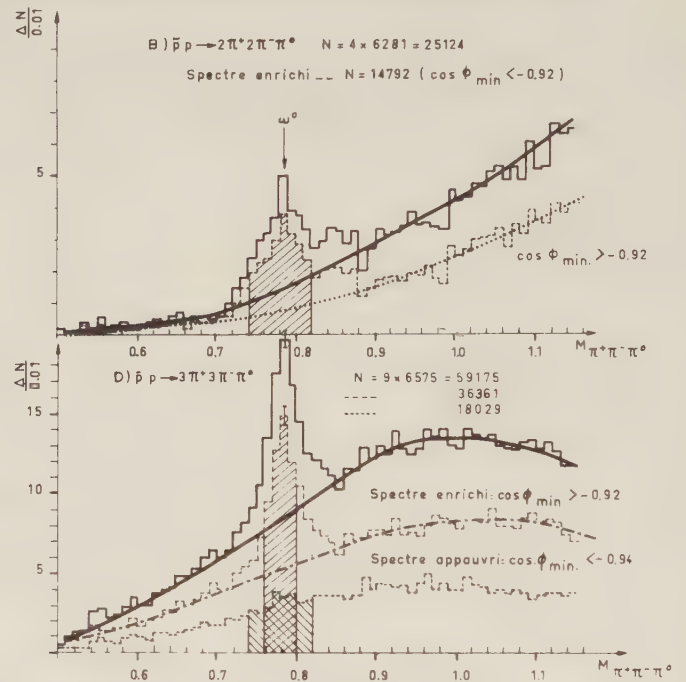


Fig. VIII.3 - Spectres de masses $\pi^+\pi^-\pi^0$ dans la région du ω : — spectre total ; --- spectre enrichi ; ... spectre appauvri ; coupures de masse, zones hachurées

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$: Nous avons utilisé pour cette réaction les résultats d'un ajustement des spectres de masse. (20).

Le ρ , résonance assez large, se situe sur un fond très important, chaque événement contribuant par 9 ou 6 combinaisons aux spectres de masse. La multiplicité produit un tassement de l'espace de phase vers les faibles masses si bien que le ρ^0 est situé dans une région de forte pente (cette pente est accentuée par la réflexion du ω pour le ρ^+). Ces conditions expérimentales nous ont conduit à laisser de côté ces deux résonances.

Le ω , résonance étroite, possède un rapport signal / fond favorable et il est possible de choisir une bande de faible largeur sans perdre trop de statistique (Fig. VIII.3.1).

2 - Méthode de réduction du fond dans le cas du ω

Une particularité de la désintégration $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ permet de réduire le fond dans la bande du ω en ne considérant qu'une fraction de ces combinaisons. Cette particularité est liée à la conservation de l'isospin du spin et de la parité (1^-) du ω dans la désintégration et au caractère de Bosons sans spin des pions (35).

L'amplitude qui donne la probabilité d'observer les 3 pions avec les impulsions $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3$ dans le centre de masse du ω , a pour expression :

$$a = | \vec{p}_1 \wedge \vec{p}_2 + \vec{p}_2 \wedge \vec{p}_3 + \vec{p}_3 \wedge \vec{p}_1 |$$

Cette amplitude est maximum quand la configuration est symétrique (Fig. VIII.4). Le point représentatif de la désintégration est alors au centre du diagramme de Dalitz. Au contraire $a = 0$, quand les impulsions sont colinéaires (périphérie du diagramme de Dalitz).

Il n'en est pas de même pour des associations fortuites de 3 pions (fond) pour lesquelles la probabilité est constante.

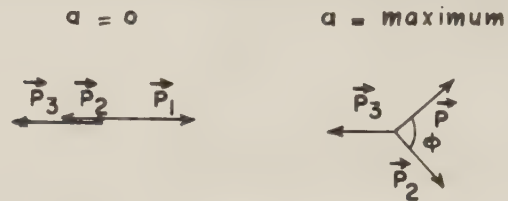


Fig. VIII.4 - Modes de désintégration.
 $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Il suffit donc, pour enrichir un lot de candidat ω , d'éliminer les combinaisons présentant des configurations colinéaires.

Nous avons choisi pour définir la colinéarité, le cosinus de l'angle de 2π le plus obtus : $\cos \phi_{\min}$. Nous avons adapté une coupure

$$\cos \phi_{\min} = -0.92$$

qui permet de perdre peu de ω tout en conservant pratiquement toute la statistique.

Le résultat de cette élimination est donné sur la Fig. VIII.3. Par exemple, la coupure $\cos \phi_{\min} \geq -0.92$ fait passer la proportion de ω / ev^t dans la réaction B de 62 % à 76 %, dans la bande de masse 0.74 - 0.82 GeV.

Nous adopterons par la suite cette définition pour les candidats ω .

3 - Productions simultanées des résonances

La production de plus d'une résonance en moyenne par événement est la preuve la plus intuitive des productions simultanées. Nous considérons exclusivement des associations de 2 résonances, car si l'association de 3 résonances ne peut être exclue dans la réaction D (de plus haute multiplicité), elle paraît faible.

Ces associations s'étudient en considérant les spectres de masses des π externes à une candidate résonance. Il faut pour conclure à une association si un signal apparaît

dans ces spectres :

- que le signal soit plus fort que dans le spectre global, et augmente avec la proportion de la première résonance
- que le fond soit faible sous la première résonance.

Ainsi dans le spectre $M_{\pi^+\pi^-}$ opposé à un candidat f , qui montre d'importants signaux pour le f et le ρ^0 , il est difficile de conclure à première vue aux associations $\rho^0 f$ et ff (fig. VIII.5.A). En effet, ces signaux ont une intensité comparable à ceux du spectre général, et la proportion de f est assez faible dans la bande 1.1 - 1.4 GeV, choisie. En générant, d'après le modèle statistique des événements $f\pi^+\pi^-$, il est possible de reproduire une partie du signal (cf- courbe en traits pleins).

$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$: Le signal du ρ^0/f est probablement pollué par la réaction $\bar{p}p \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$. Ce sont les caractéristiques des distributions angulaires qui nous font penser à une association effective. Une limite supérieure assez faible peut être déduite graphiquement de la Fig. VIII.5.A:

$$N_{\rho^0 f} < 0.23 N_f$$

$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$: Les associations principales sont :

$$\begin{aligned} \bar{p}p &\rightarrow \rho^\pm \rho^0 \pi^\mp \text{ et } \rho^\pm f \pi^\mp \\ \bar{p}p &\rightarrow \omega \rho^0 \text{ et } \omega f \end{aligned}$$

Les signaux du ρ^0 et du f apparaissent très importants dans les spectres de masse $M_{\pi^+\pi^-}$ opposés à un candidat $\rho^\pm$ et s'accroissent si l'on impose à ce candidat $\rho^\pm$ de suivre la ligne de vol du baryon de même charge.

Nous avons évalué (Table VIII.2) les proportions de $\rho^\pm$ et de fond pour 2 bandes de masses, et le nombre de ρ^0 et de f associés. Ces données, permettent d'évaluer les taux d'association si l'on admet une variation linéaire du nombre de ρ^0 (ou de f) en fonction des proportions de $\rho^\pm$ et de fond.

Bande	$\rho^\pm$	fond	ρ^0	f
0.7-0.8	1200	2121	860	488
0.6-0.9	2350	6331	1706	1015

$$\begin{aligned} N_{\rho^0 \rho^\pm} &= (0.69 \pm 0.07) N_{\rho^\pm} \\ N_{f \rho^\pm} &= (0.36 \pm 0.06) N_{\rho^\pm} \end{aligned}$$

$$\rho^0(0.55-0.95), f(1.0-1.5) \text{ GeV}$$

Table VIII-2

Les erreurs ne tiennent pas compte de celles pouvant provenir du tracé des fonds, mais les résultats montrent que la majorité des $\rho^\pm$ sont associés à un ρ^0 ou un f .

Dans le cas du ω la statistique est réduite, mais nous disposons d'un rapport signal/fond très favorable grâce à l'enrichissement (0.76 ω /evt). Les signaux du ρ^0 , du f et peut être du g dans le spectre de masse $\pi^+\pi^-$ à un candidat ω sont intenses (Fig. VIII.5.B). Les taux d'associations évalués graphiquement sont respectivement :

$$N_{\omega \rho^0} \sim 0.13 N_{\omega}, \quad N_{\omega f} \sim 0.16 N_{\omega}$$

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$: Le nombre de combinaisons fortuites dans la bande du ρ^0 est trop élevé pour étudier l'association $\rho^0 \rho^0$ qui est évidente.

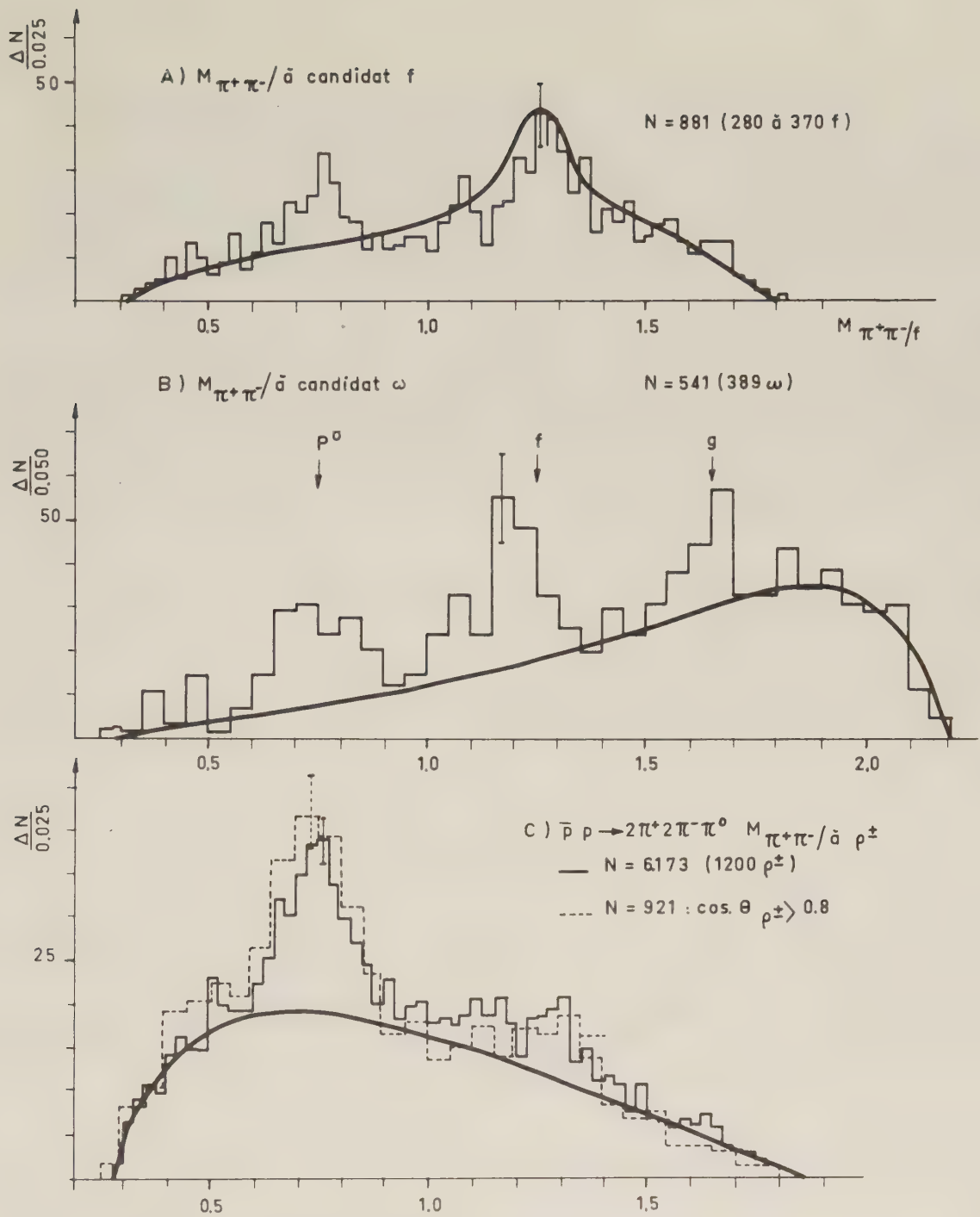


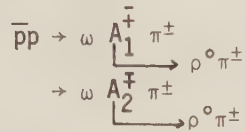
Fig. VIII.5 - Spectres $M_{\pi^+\pi^-}$ opposés à un candidat :

- A) $f(1.1-1.4 \text{ GeV})$ dans $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$
 B) ω dans $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ ($0.74-0.82$, $\cos \phi_{\min} > -0.92$)
 C) $\rho^\pm$ dans $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ ($0.7-0.8 \text{ GeV}$, événements " ω " + ... éliminés)
 (---- spectre si $\cos \theta_{\rho^\pm} > 0$.)

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$: Nous avons seulement considéré l'association $\rho^0 \omega$, l'étude des voies $\rho^0 \rho^0$, $\rho^0 \rho^\pm$ étant très difficile. Les spectres de masse $M_{\pi^+ \pi^-}$ des dipions externes à un candidat ω présentent un signal important dans la région du ρ (20). ce signal vient principalement de la réaction $\omega \rho^0 \pi^\pm$. Il est possible dans le cas du ω d'estimer proprement la contribution du fond et de la soustraire du spectre expérimental. Les principes de cette soustraction seront exposés au chapitre IX. Le résultat est montré Fig. VIII.6.A. Nous avons évalué graphiquement les limites du taux d'association, en prenant pour le fond, difficile à définir, 2 estimations extrêmes.

$$0.47 N_\omega < N_{\rho\omega} < 0.62 N_\omega$$

Il est intéressant d'étudier dans le cas de l'association $\omega \rho^0 \pi^+ \pi^-$, les spectres de masses $\omega \pi^\pm$ et $\rho \pi^\pm$. Ces spectres sont comparables étant donné la proximité des masses du ρ et du ω . Nous avons imposé des conditions sévères pour les candidats ρ et ω (Fig. VIII.6.B). Seul le spectre $\rho \pi^\pm$ suggère la présence de résonances plus lourdes et des réactions :



ceci confirme des résultats obtenus à 3 GeV/c (19).

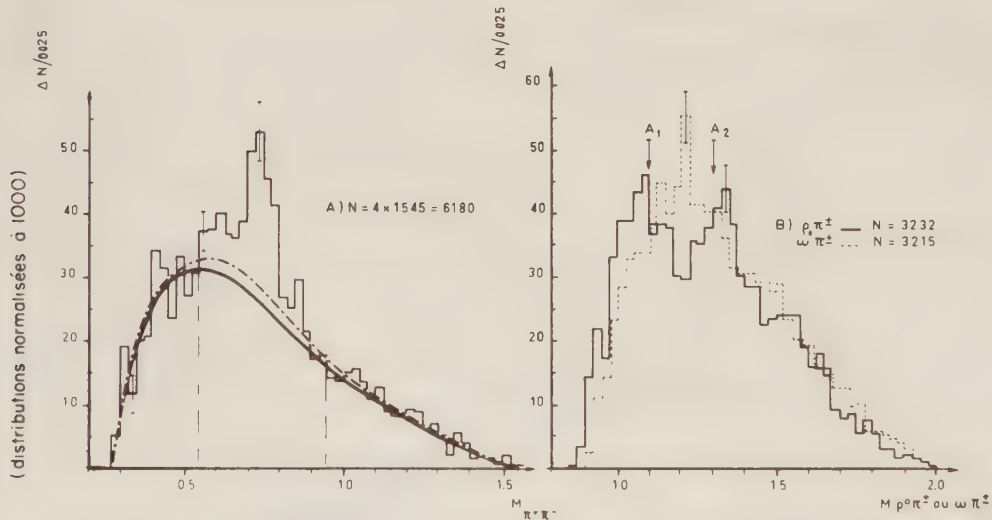


Fig. VIII.6 - Réaction $\bar{p}p \rightarrow \omega^0 + 2\pi^+ 2\pi^-$
A) $M_{\pi^+\pi^-} / \omega$ (après soustraction du fond)
B) Evénements candidats $\omega \rho^0 \pi^+ \pi^-$: spectres $M_{\omega\pi^\pm}$ et $M_{\rho^0\pi^\pm}$
($\omega: 0.77-0.80$ GeV, $\cos\phi_{\min} > -0.92$, $\rho^0: 0.7-0.8$ GeV)

§ - II - CARACTERES GENERAUX DE L'INFLUENCE DES RESONANCES SUR LES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES $\pi^\pm$

La présence de résonances conduit à séparer les π secondaires de désintégrations des π primaires.

La séparation est obtenue d'une manière approchée en considérant d'une part les $\pi^\pm$ appartenant à un multipion dont la masse est située dans la bande de masse de la résonance et d'autre part les autres $\pi^\pm$.

La séparation est d'autant meilleure que la probabilité d'avoir effectivement affaire à la résonance est grande. Comme plusieurs multipions peuvent répondre à la condition de masse dans un même événement, un certain nombre de π sont comptés dans les deux distributions. Le problème devient aigu pour les réactions C et D, à cause du nombre de combinaisons qui est de 6 ou 9 par événement. Le cas extrême est celui du ρ^0 , dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$. Le maximum de l'espace de phase étant situé au voisinage de la bande de masse, le nombre de " ρ^0 " parasites est si important que les distributions des π secondaires et primaires se recouvrent en grande partie. Ceci nous a conduit, dans ces 2 réactions, à prendre pour distribution des π primaires, le complément de celle des π secondaires.

Le comportement des π primaires et des π secondaires apparaît très différent comme le montre la table VIII.3 qui donne les principales caractéristiques des réactions étudiées.

Le coefficient d'asymétrie A représentant mal le phénomène de périphérisme qui est presque toujours localisé vers l'avant, nous avons défini un coefficient a qui représente la probabilité pour un $\pi^\pm$ d'être émis dans l'intervalle :

$$0.9 \leq \cos \theta_{\pi^\pm} < 1.0$$

$$a = \frac{\Delta N}{N} \quad (\cos \theta_{\pi^\pm} = 1)$$

a peut être lu directement sur les distributions angulaires normalisées à 1000. Sa valeur de référence pour une distribution isotrope est 50 ‰.

Nous avons séparé dans la table VIII.3, l'ensemble des π , les π primaires (ou externes) et les π secondaires (ou internes), en classant les voies par multiplicités croissantes. La table donne les coefficients A, a, la collimation C quand elle est significative, et la limite cinématique de l'impulsion des π primaires, $P_{\max}$.

1) Les $\pi^\pm$ secondaires sont toujours caractérisés par l'absence de périphérisme comme on pouvait s'y attendre intuitivement. Toutes les distributions angulaires des π issus de la désintégration de résonances neutres possèdent une asymétrie faible sans caractère périphérique, la seule exception étant due aux π des candidats f dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 4\pi$. L'asymétrie est remplacée quand la multiplicité est 2 ou 3 par une collimation. Cette collimation contribue à la remontée arrière, mais est à notre avis trop faible pour l'expliquer entièrement. En particulier, la collimation devient isotropie dès que la multiplicité diminue l'impulsion moyenne des résonances, alors que la remontée arrière des distributions angulaires demeure.

Cette collimation apparaît le reflet, estompé par la désintégration, de la collimation des résonances neutres que nous observerons au chapitre IX.

Voie	Tous les π		$\pi^\pm$ externes			$\pi^\pm$ internes		Multi- plicité	
	A(%)	a(°/°)	A(%)	a(°/°)	$P_{\max}$ (GeV)	A(%)	a(%)		
$\bar{p}p \rightarrow 4\pi$ 5 π 6 π 7 π	14.0 ± 1.6 9.2 ± 0.6 4.5 ± 0.8 4.1 ± 0.5	99 ± 5 81.5 ± 1.8 67.2 ± 2.2 61.8 ± 1.2							Valeurs de Référence
$\rho^0 f$ $\omega \rho^0$ ou ωf $\omega \rho$ ωf	0 ± 4 5 ± 4 -3 ± 6 9 ± 5	71 ± 10 76 ± 11 78 ± 18 76 ± 13					15 ± 4 18 ± 4 27 ± 6 12 ± 5	2	- Fond faible et mal défini. - Fond faible - Statistique petite
4 π $\left\{ \begin{array}{l} \rho^0 \pi^+ \pi^- \\ f \dots (4\pi) \end{array} \right.$	15.3 ± 2.5 15 ± 2	101 ± 8 101 ± 7	22 ± 3 15 ± 3	124 ± 12 100 ± 6	1.34 1.15	8 ± 3 20 ± 3	15 ± 3		fond mal défini mais faible. fond mal défini, assez faible.
5 π $\left\{ \begin{array}{l} \omega \pi^+ \pi^- \\ \rho^0 \pi^0 \pi^\pm \\ \rho^\pm f \pi^\mp \end{array} \right.$	16.3 ± 2.6 7.8 ± 1.7 10.6 ± 1.8	95 ± 8 80 ± 4 81 ± 5	37 ± 4 15.3 ± 3 5.8 ± 3	148 ± 14 103 ± 10 70 ± 8	1.33 1.09 0.79	-5 ± 4 6 ± 2 11.7 ± 2	-3 ± 4	3	fond faible. ≈ 50 % de fond. fond majoritaire.
5 π $\left\{ \begin{array}{l} \rho^0 + \dots \\ \rho^\pm + \dots \end{array} \right.$	7.8 ± 1 9.6 ± 1	76 ± 3 86 ± 3	10.8 ± 1.2 9.5 ± 1.0	85 ± 4 90 ± 3	1.29 -	3.3 ± 1.2 9 ± 1.7	22.7 ± 1.2	>3	fond important.
6 π $\left\{ \begin{array}{l} \rho^0 + \dots \\ 2\rho^0 + \dots \end{array} \right.$	3.4 ± 0.09 3.0 ± 1.5	66 ± 2 68 ± 4	4.4 ± 1.3 7.0 ± 3	77 ± 4 92 ± 5	1.24 1.02	2.5 ± 1.3 2 ± 2	33.3 ± 1.2 4.3 ± 2	>3	fond important.
7 π $\left\{ \begin{array}{l} \omega + \dots \\ \omega 4\pi \\ \omega \rho^0 2\pi \\ \omega A_2^0 \pi^\pm \end{array} \right.$	6.1 ± 1.0 6.8 ± 1.3 3.7 ± 1.1 1.5 ± 2.0	67 ± 4 69 ± 3 61 ± 3 55 ± 5	8.2 ± 1.2 8.4 ± 1.6 10.7 ± 2.3 9 ± 5	76 ± 4 80 ± 5 78 ± 6 62 ± 13	1.23 - 0.99 0.75	≈ 0 - - -	≈ 0 - - -	>3	fond soustrait. ω majoritaire.
$2\rho^0 3\pi$ $\rho^\pm \rho^\mp 3\pi$	Indication d'une asymétrie plus faible que la moyenne				0.96	- -	- -		

A, coefficient d'asymétrie ; a intensité du pic avant, $P_{\max}$ impulsion maximum des $\pi^\pm$ externes

- Table VIII - 3

Asymétrie et périphérisme des $\pi^\pm$ en fonction des résonances et
de la multiplicité effective

L'asymétrie observée est suffisamment faible pour être attribuée au fond. La seule distribution de $\pi^\pm$ d'une résonance chargée dont nous disposons est celle du $\rho^\pm$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$. Elle est caractérisée par une asymétrie relativement forte ($A = 9 \pm 1.7\%$) et l'absence de pic avant ($a = 74 \pm 5\%$).

2 - $\pi^\pm$ primaires

Les $\pi^\pm$ primaires sont caractérisés par un périphérisme plus intense que celui observé sur les distributions générales. Plus les masses des résonances impliquées sont faibles (ω^0, ρ^0), plus cette intensité augmente. Certaines réactions à 3 corps en particulier sont caractérisées par un périphérisme extrêmement fort, le record étant détenu par la réaction $\omega \pi^+ \pi^-$:

$$A = 37\% \quad , \quad a = 148\%$$

cette observation est en contradiction flagrante avec le modèle des quarks qui prévoit pour les réactions à 3 corps des distributions isotropes. La forme des distributions angulaires (Fig. VIII. 7 et 8) suggère que les 2 $\pi^\pm$ sont probablement impliqués dans des processus périphériques.

La multiplicité et la limite en impulsion semblent être des facteurs déterminants pour les distributions angulaires.

- Les distributions sont analogues quand les conditions cinématiques le sont :
exemples : $\omega\pi^+\pi^-$ et $\rho^0\pi^+\pi^-$, $\rho^0 4\pi$ et $\omega 4\pi$.
- Le pic avant s'estompe si $P_{\max} < 1$ GeV/c : exemple : $\rho^\pm f\pi^\mp$, $\omega A_2^\pm \pi^\mp$, $2\rho_0 3\pi$.

§ - III - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DANS LES REACTIONS DE MULTIPLICITE 2 ET 3

1 - Réactions à 2 corps

Les réactions étudiées sont $\rho^0 f$ dans $\bar{p}p \rightarrow 4\pi$ et $\omega\rho^0$, ωf dans $\bar{p}p \rightarrow 5\pi$.

mode de sélection : Les événements candidats $\rho^0 f$ sont choisis en prenant pour le ρ^0 et le f les bandes de masses 0.65 - 0.85 GeV, 1.1 - 1.4 GeV, et en imposant à 2 combinaisons $\pi^+\pi^-$ distincts de se trouver dans ces bandes de masse.

- Les ω sont sélectionnés à partir des coupures définies dans la table VIII.1. La figure VIII.5.B montre que le ρ^0 et le f opposés à ω sont situés sur un faible fond. Les conditions expérimentales sont bonnes mais la statistique très réduite.

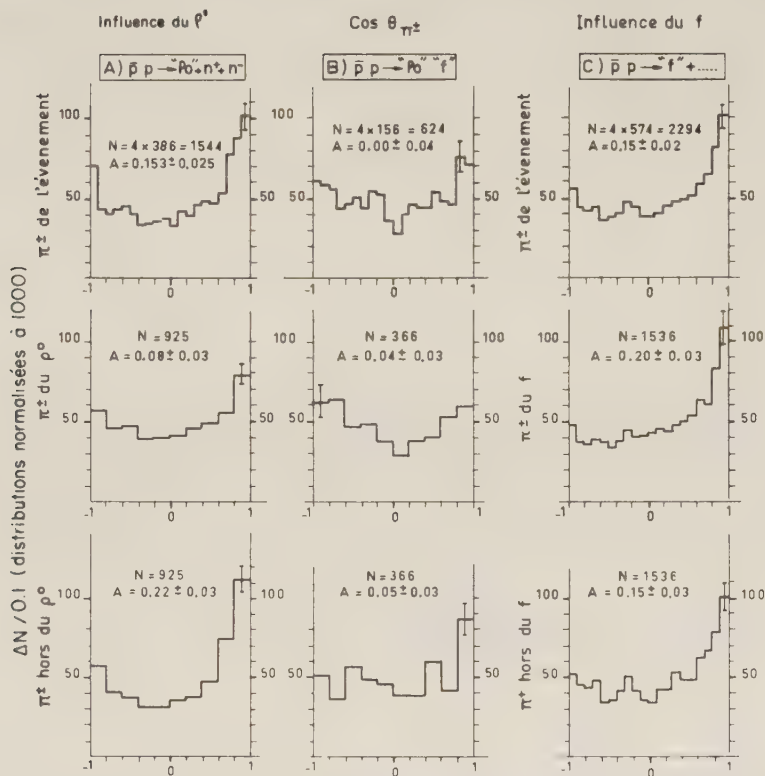


Fig. VIII.7 - $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$: influence du ρ^0 et du f sur les distributions angulaires :
A) événements candidats $\rho^0 \pi^+ \pi^-$;
B) $\rho^0 f$;
C) $f \pi^+ \pi^-$ ($\rho^0 = 0.65-0.85$, $f = 1.1-1.4$ GeV)

collimation des distributions angulaires : La distribution angulaire des π dans les événements candidats $\rho^0 f$ contraste fortement par son caractère symétrique et sans périphérisme, avec celle des événements où le ρ^0 seul ou le f est imposé, comme le soulignent les valeurs des coefficients A et a.

	$\rho^0 + \dots$	$\rho^0 f$	$f + \dots$	$\omega + \dots$	$\omega \rho^0$ ou ωf
A	11 ± 2	0 ± 4	15 ± 2	26 ± 3	5 ± 4
a	93 ± 7	71 ± 10	101 ± 7	127 ± 11	76 ± 11

c'est pour cette raison que nous croyons effectivement à une association $\rho^0 f$. La même situation et le même contraste se retrouvent pour les réactions $\omega + \dots$ et $\omega \rho^0$, ωf .

L'asymétrie des $\pi^\pm$ externes au ρ^0 très forte en général disparaît presque totalement dans la bande du f ($A = 0.05 \pm 0.03$). Si nous excluons ce résidu dont l'origine est probablement une contamination d'événements $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ la distribution des π du f paraît plus isotrope et moins collimatée que celle des $\pi^\pm$ du ρ^0 .

Cette situation se retrouve dans les réactions $\omega \rho^0$ et ωf comme le montre ces valeurs des coefficients de collimation

	$\pi^\pm(\rho^0)$	$\pi^\pm(f)$	$\pi^\pm(\omega)$
$\omega \rho^0$	$27 \pm 9 \%$	-	$27 \pm 9 \%$
ωf	-	$9 \pm 6 \%$	$16 \pm 5 \%$
$\rho^0 f$	$18 \pm 3 \%$	$12 \pm 3 \%$	-

La collimation est très forte quand les 2 résonances en présence ont chacune une faible masse ($\omega \rho^0$) et de grandes impulsions. La présence du f , résonance plus lourde diminue la collimation, qui présente des analogies dans les réactions cinématiquement semblables, ωf et $\rho^0 f$. Le résultat de la désintégration est d'atténuer l'alignement des 2 résonances avec les lignes de vol de p et $\bar{p}$ que nous observerons au chapitre IX. Cette atténuation est plus marquée pour une résonance lourde comme le f à cause de l'énergie de désintégration plus forte.

Toutes ces observations nous conduisent à penser que ces réactions à 2 corps sont dominées par des processus d'échange périphérique.

2 - Réactions à 3 corps

Les réactions étudiées sont $\rho^0 \pi^+ \pi^-$, $\omega \pi^+ \pi^-$, $\rho^0 \rho^\pm \pi^\mp$, $f \rho^\pm \pi^\mp$

$\bar{p} p \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$, $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ et $f \pi^+ \pi^-$ (Fig. VIII.7 et VIII.8)

Ces événements sont sélectionnés en éliminant des événements candidats $\omega + \dots$ et $\rho^0 + \dots$ les événements candidats $\omega \rho^0$, ωf et $\rho^0 f$.

Toutes ces distributions sont caractérisés par un pic avant très prononcé des $\pi^\pm$ primaires

$\omega \pi^+ \pi^-$ $a = 148 \pm 14 \%$; $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ $a = 124 \pm 12 \%$; $f \pi^+ \pi^-$ $a = 110 \pm 10 \%$

Il faut probablement que les 2π soient émis aux vertex du proton ou de l'anti-proton pour produire des distributions angulaires de cette forme.

L'asymétrie est comparable dans les voies $\omega\pi^+\pi^-$ et $\rho^0\pi^+\pi^-$ compte tenu des fonds (plus faible pour le ω). En augmentant les proportions des résonances on constate, malgré le manque de statistique, que ces asymétries augmentent. Ceci suggère que les valeurs réelles sont supérieures aux chiffres que nous donnons.

La collimation des $\pi^\pm$ internes est plus faible que dans les réactions à 2 corps ce qui nous semble dû à une multiplicité plus grande.

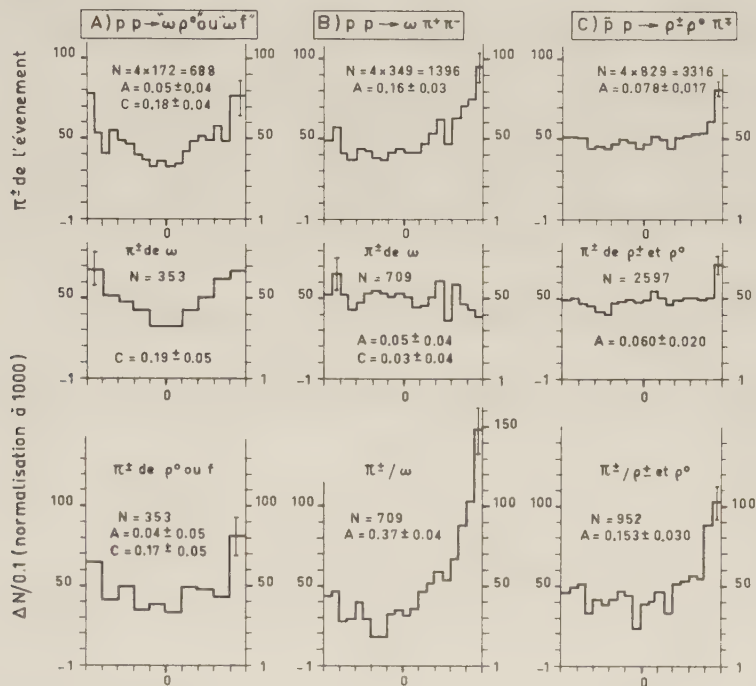


Fig. VIII.8 - $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ - Distributions angulaires dans les événements à 2 et 3 corps : événements candidats

- A) $\omega\rho$ ou ωf ($\rho^0=0.65-0.85; f=1.1-1.4$ GeV)
- B) $\omega\pi^+\pi^-$
- C) $\rho^\pm\rho^0\pi^\mp$ ($\rho=0.7-0.8$ GeV)
(ω 0.74-0.82, $\cos\phi_{\min} < -0.92$)

Remarque : La collimation des $\pi^\pm(\omega)$ apparaît négative dans la voie $\omega\pi^+\pi^-$. Ce fait nous semble devoir être rapproché d'un biais qui affecte les ω émis vers l'arrière, visible sur la Fig. IX.2.2. Un ω émis vers l'arrière dans le centre de masse, possède une faible impulsion dans le laboratoire. L'énergie de désintégration étant faible, les $\pi^\pm$ produits peuvent échapper à la mesure. De fait la collimation des $\pi^\pm(\omega)$ est très inférieure à celle des π^0 : ($4 \pm 3\%$ contre $18 \pm 5\%$).

Nous pensons que l'asymétrie des $\pi^\pm$ du candidat f vient du fond. Un dipion contenant un $\pi^\pm$ périphérique possède généralement, pour des raisons cinématiques une grande masse.

$\bar{p}p \rightarrow \rho^\pm \rho^\circ \pi^\mp$ et $\rho^\pm f \pi^\mp$: La sélection s'effectue en choisissant un di-pion $\pi^\pm \pi^\circ$ dans la bande du $\rho^\pm$ et un dipion $\pi^+ \pi^-$ opposé dans celle du ρ° et du f. Seule la réaction $\rho^\pm \rho^\circ \pi^\mp$ peut être valablement étudiée, la proportion d'événements de ce type étant voisine de 50 % dans le lot choisi. Compte tenu du fond, la distribution du $\pi^\pm$ présente un fort péricphérisme que nous attribuons à la réaction $\bar{p}p \rightarrow \rho^\pm \rho^\circ \pi^\mp$.

En effet ce péricphérisme ($a = 104 \pm 10$) est sensiblement plus marqué que celui obtenu quand on impose un ρ° seul (85 ± 4) ou un $\rho^\pm$ seul (90 ± 3).

Nous verrons que la seconde particule chargée, le $\rho^\pm$, possède aussi des caractéristiques péricphériques (chap. IX).

Nous rapprocherons les valeurs de a et A , inférieures à celles observées dans les réactions précédentes, avec la valeur plus faible de l'impulsion $P_{\max}$ imposée par la présence des 2 ρ (table VIII.3).

Cette valeur est encore plus faible ($0.796 \text{ GeV}/c$) dans la voie $\rho^\pm f \pi^\mp$ et de fait la distribution du $\pi^\pm$ ne présente pas de caractère péricphérique. Nous n'avons pas étudié davantage cette réaction à cause des fonds très importants. Cette corrélation entre impulsion maximum et pic avant s'explique naturellement dans le modèle de Koba et Takeda. Si la limite en impulsion est trop basse, il est impossible au π du nuage d'être émis vers l'avant. Le pic avant disparaît pour être remplacé par une asymétrie plus douce.

§ - IV - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DANS LES MULTIPLICITES SUPERIEURES A 3

Au-delà des 3 particules les spectres d'impulsions prennent la forme caractéristique figurée ci-contre.

Une faible fraction des particules approche l'impulsion maximum. Dans le modèle de Koba et Takeda cela signifie une diminution du pic avant et des π rapides.

Le péricphérisme des $\pi^\pm$ primaires est pour cette raison moins marqué que dans les réactions précédentes.

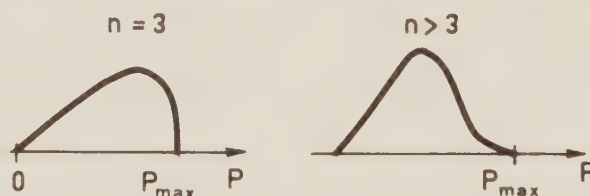


Fig. VIII.9 - Forme des spectres d'impulsion en fonction de la multiplicité

$1 - \bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$: La production du ρ° domine cette réaction, mais comme nous l'avons signalé au §-2 le nombre de combinaisons parasites devient très gênant : 1.1 faux ρ° / ev^t dans la bande de masse 0.7-0.8 GeV.

La fig. VIII.10 montre l'influence du ρ° dans les événements candidats $\rho^\circ + \dots$ et $2\rho^\circ + \dots$. Ces distributions montrent l'existence de $\pi^\pm$ péricphériques produits en même temps que le ρ° .

Quand on impose un second ρ° le pic avant ressort mieux dans la distribution des π restants.

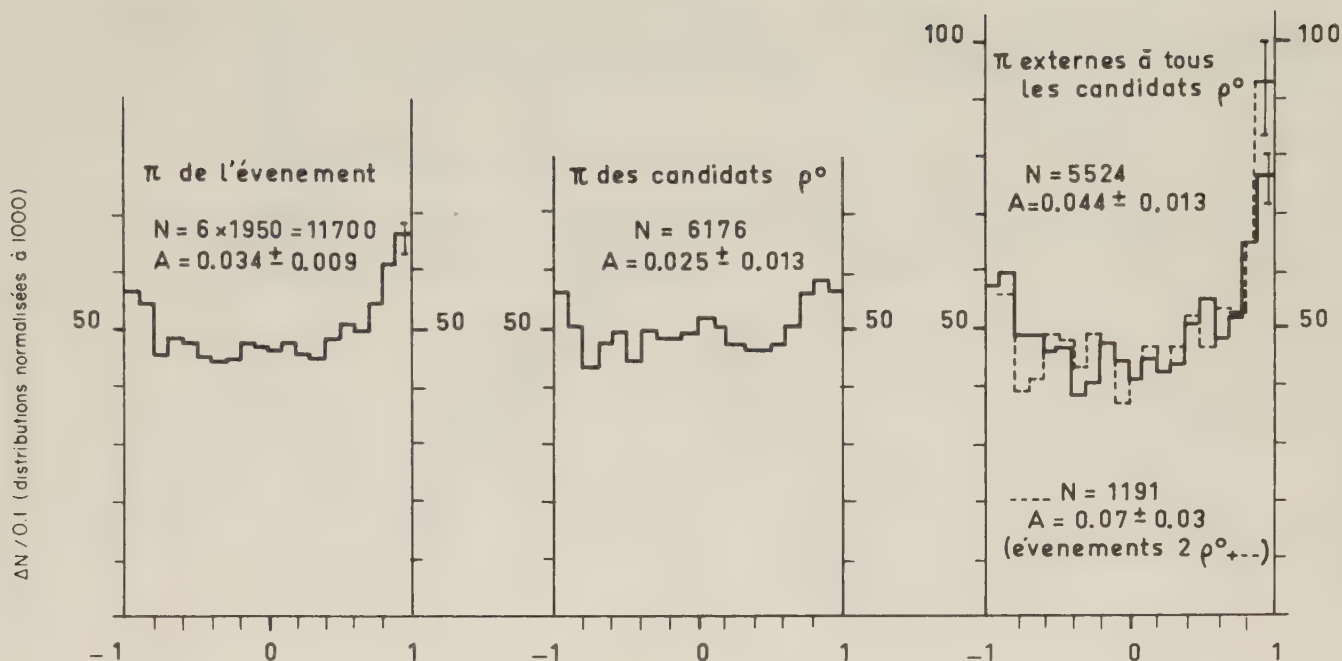


Fig. VIII.10 - Influence ρ^0 dans $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$

2 - $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$: Seule la résonance ω se prête à une étude aisée à cause de sa largeur étroite.

- Influence du ω : Nous avons considéré un lot enrichi de candidat ω . Il est possible, nous le verrons au chap. IX, § - 1; de séparer les contributions du ω et du fond dans les distributions angulaires. Cette soustraction montre (Table VIII.3) que les événements ω +... sont plus périphériques que la moyenne.

Le périphérisme des π externes s'apparente à celui observé dans la réaction ρ^0 +... : $A = 8.2 \pm 1.2 \%$, $a = 76 \pm 5 \text{ }^\circ/\text{°}$.

Malgré tout, seule une petite fraction des π ($0.33 \pi^\pm/\text{ev}^t$) contribue à l'asymétrie, ce qui suggère que la plupart des événements ne possèdent pas de caractéristiques périphériques et que les événements "doublement périphériques" sont l'exception.

Il est intéressant d'étudier l'influence des voies $\omega 4\pi$, $\omega \rho 2\pi$ et $\omega A_2\pi$ que nous avons mis en évidence du §.1.3. La soustraction du fond n'est plus possible si l'on impose des conditions complexes. Celles-ci sont les suivantes :

- $\omega = 0.77 - 0.80$, $\cos \phi_{\min} > -0.92$, $\rho^0/\omega = 0.7-0.8$; $\rho^0\pi^\pm/\omega = 1.225 - 1.325 \text{ GeV}$

- $\omega 4\pi$ événements complémentaires des événements $\omega\rho 2\pi$.

La fig. VIII.11 montre que la réaction $\omega 4\pi$ présente les plus forts caractères périphériques et est responsable de l'asymétrie inhabituelle observée en présence de ω . C'est elle aussi qui possède les π de plus grande impulsion ($P_{\max} = 1.23$ GeV).

La présence d'un ρ^0 diminue la limite en impulsion ($P_{\max} = 0.99$) et le nombre de $\pi^\pm$ primaires, ce qui se traduit par une asymétrie globale plus faible.

Cet état de chose s'accroît dans le cas du A_2 ($P_{\max} = 0.75$ GeV) : l'asymétrie globale disparaît et le pic avant du $\pi^\pm$ est remplacé par une asymétrie douce. (La présence d'un fond très important rend délicate l'étude de cette réaction).

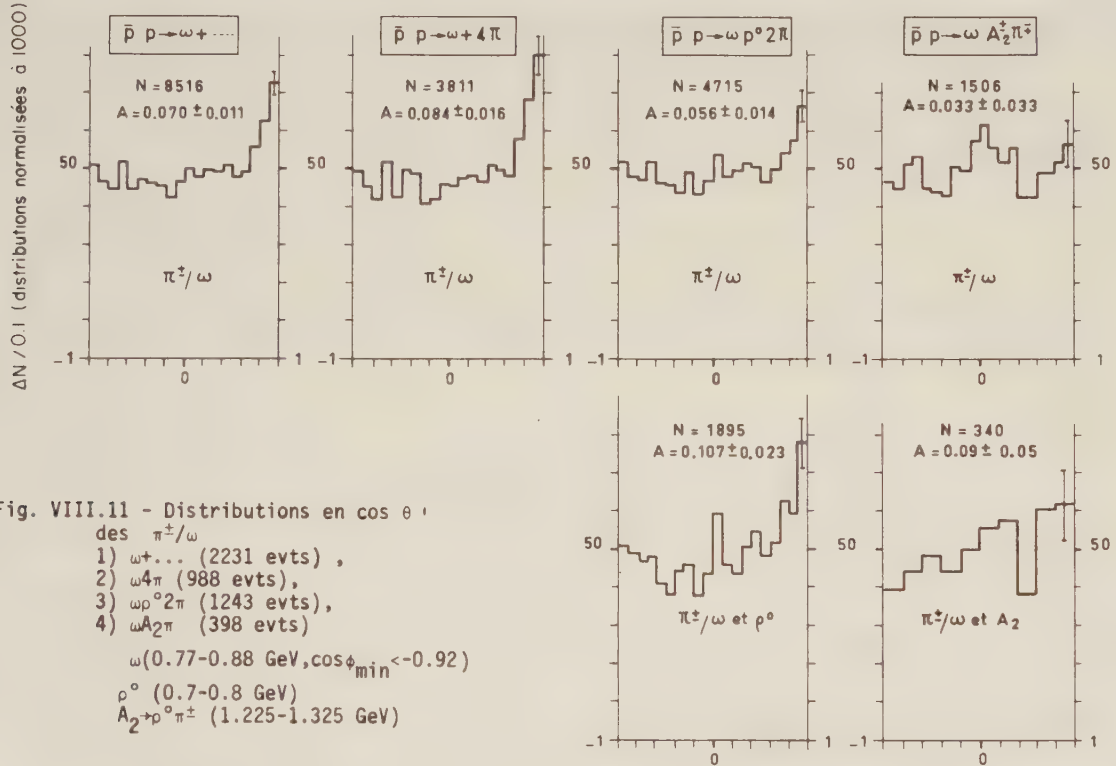


Fig. VIII.11 - Distributions en $\cos \theta'$

- des $\pi^\pm/\omega$
 1) $\omega+...$ (2231 evts),
 2) $\omega 4\pi$ (988 evts),
 3) $\omega\rho^0 2\pi$ (1243 evts),
 4) $\omega A_2\pi$ (398 evts)

$\omega(0.77-0.88 \text{ GeV}, \cos\phi_{\min} < -0.92)$

$\rho^0 (0.7-0.8 \text{ GeV})$

$A_2 \rightarrow \rho^0 \pi^\pm (1.225-1.325 \text{ GeV})$

2 - Influence du ρ : Cette influence est, comme nous l'avons souligné au § - 1, très difficile à mettre en évidence. Cependant si l'on impose à l'impulsion maximum des π de ne pas dépasser une limite supérieure assez basse, ce qui est une manière d'obtenir des distributions angulaires isotropes, on obtient un lot d'événements très riches en ρ^0 ($N_{\rho^0} > 1$), contenant du $\rho^\pm$ mais très peu de ω (Fig. VIII.12). Nous pensons pour cette raison que, dans ces événements, les voies $\bar{p}p \rightarrow 2\rho^0 3\pi$ et $\rho^0 \rho^\pm 3\pi$ sont majoritaires. L'absence de périphérisme (ou sa faiblesse) peut s'expliquer intuitivement par des impulsions assez basses, la formation de ρ^0 conduisant à une valeur limite de l'impulsion faible :

$$P_{\max} = 0.92 \text{ GeV}$$

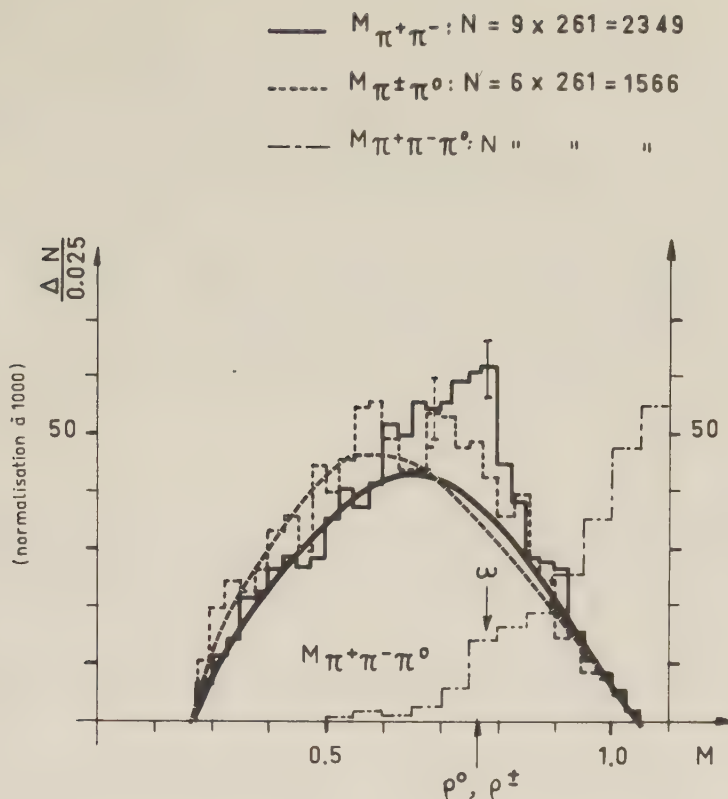


Fig. VIII.12 - Spectres de masses $M_{\pi^+\pi^-}$, $M_{\pi^\pm\pi^0}$ et $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ si l'impulsion de tous les π est < 0.525 GeV/c (évaluations graphiques de l'espace de phase)

Toutes ces observations, en particulier l'influence de l'impulsion et du nombre de particules, conduisent à envisager un modèle du type de Koba et Takeda (ou multi-périphérique) introduisant la production des résonances.

La collimation des $\pi^\pm$ dans les réactions à 2 corps est une première indication que les résonances peuvent être impliquées aussi dans des processus périphériques.

Enfin le comportement des $\pi^\pm$ dans les réactions à 3 corps conduit à rejeter le modèle des quarks tel qu'il a été introduit au chap. VI.

CHAPITRE IX

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES RESONANCES

L'étude des distributions angulaires des résonances complète celle des π chargés. Ces distributions dépendent également de la charge et de la multiplicité effective finale. En particulier, l'asymétrie du $\rho^\pm$ rappelle celle des $\pi^\pm$, la collimation des résonances neutres ρ^0, ω, f celle des π^0 .

Certains de ces caractères suggèrent que les résonances peuvent être aussi impliquées dans les processus d'échange baryonique responsables de l'asymétrie de comportement des π^+ et π^- .

§ - 1 - DETERMINATION DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES RESONANCES

Ces distributions ne peuvent être obtenues qu'indirectement puisque les résonances sont observées à partir de leurs produits de désintégration. Le problème consiste à soustraire la contribution du fond proprement. Ceci suppose une bonne statistique, des résonances étroites ou des fonds faibles.

Nous avons utilisé les méthodes suivantes:

1 - *Etude directe* : Elle revient à considérer simplement la distribution d'une candidate résonance. Cette méthode suppose un rapport signal/fond favorable et s'emploie à défaut d'autre chose (statistique réduite, étude d'une voie particulière). Elle ne donne que des indications.

Les caractères du fond et de la résonance sont évalués qualitativement en prenant des bandes de masse différentes.

2 - *Méthode des spectres de masse* : Cette méthode fournit les distributions angulaires globales et s'emploie chaque fois que la statistique est élevée. Elle consiste à considérer en fonction de l'angle d'émission les spectres de masse des multi-pions $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^0$ ou $\pi^+\pi^-\pi^0$, à évaluer le signal de la résonance choisie sur chacun de ces spectres et à porter le résultat dans l'intervalle correspondant.

La Fig. IX.1 donne à titre d'illustration les spectres de masse utilisés pour la détermination de la distribution angulaire du ρ^0 dans les annihilations en 6π . Nous avons choisi $|\cos\theta_{\pi^+\pi^-}|$ comme variable, la distribution étant a priori symétrique et la statistique pas très importante. Le pas est de 0.2. Il permet une statistique suffisante dans chaque intervalle. Pour évaluer les espaces de phase, nous sommes partis de l'espace de phase de la distribution totale (Fig. VIII.1.c), normalisé à chaque distribution (en tirets). Cette courbe demande à chaque fois d'être légèrement corrigée (—). Nous nous

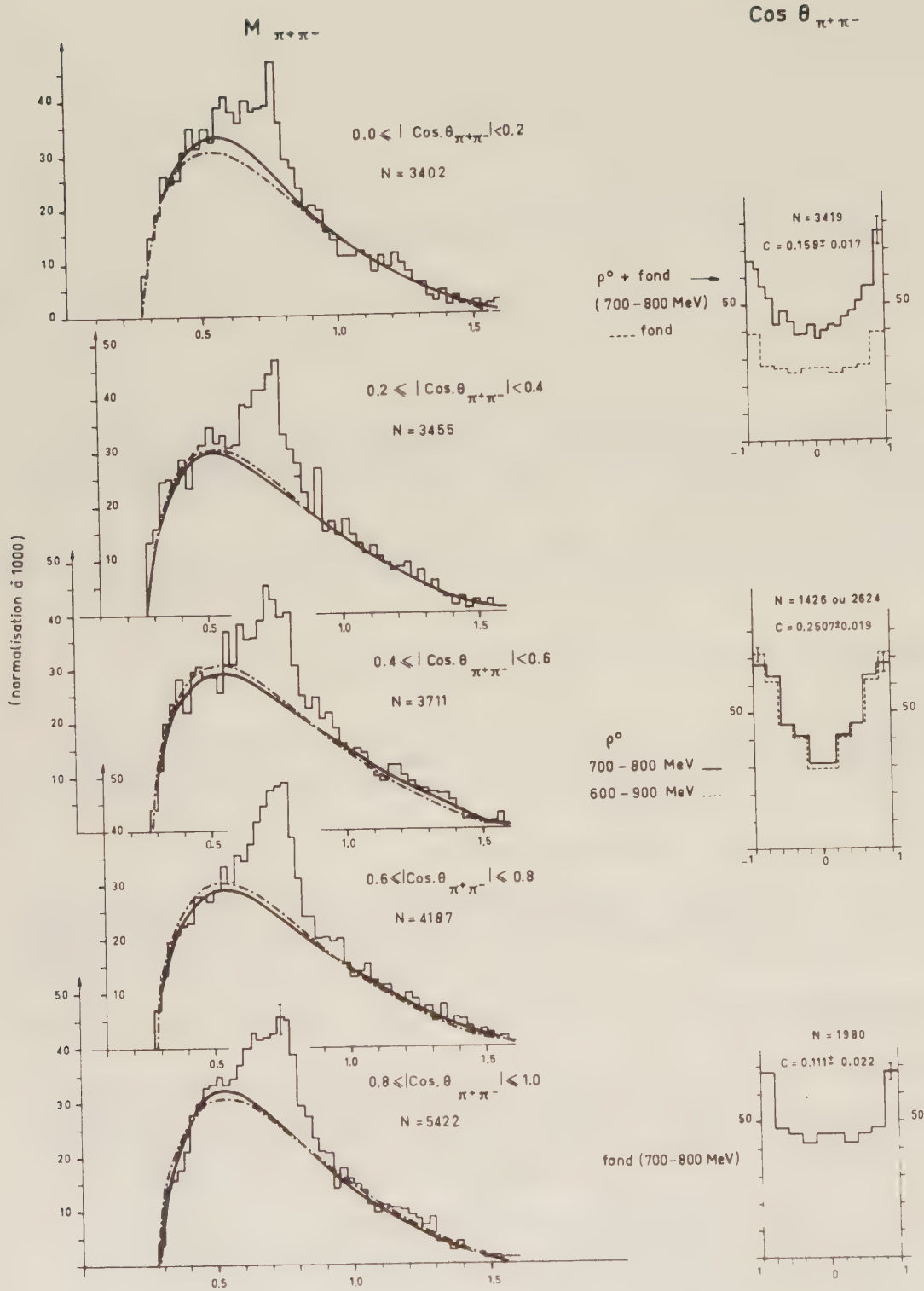


Fig. IX.1 - Détermination de la distribution angulaire du ρ^0 dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$ (espaces de phases ; --- distribution globale normalisée ; — après correction)

- sommes imposés plusieurs conditions pour ces corrections :
- elles doivent être légères
 - l'espace de phase doit varier d'une manière continue d'un spectre à l'autre
 - il faut retrouver le nombre total de ρ^0
 - la distribution angulaire du ρ doit être indépendante de la bande de masse choisie.

Ainsi pour la distribution globale le nombre de ρ^0 estimés est respectivement de 1451 et 2651 dans les intervalles 0.7 - 0.8 GeV et 0.6 - 0.9 GeV. Nous avons trouvé 1434 et 2624 en faisant la somme ce qui est compatible.

Les résultats sont donnés sur la partie droite de la Fig. IX.A. Les distributions obtenues à partir des bandes de masse 0.6 - 0.9 et 0.7 - 0.8 GeV apparaissent identiques. Ce résultat donne confiance dans la validité de la méthode.

3 - Méthode de soustraction du fond dans le cas du ω : Cette résonance possède une largeur étroite qui facilite son étude. De plus, nous avons vu au chapitre VIII - §.1 qu'il était facile de faire varier dans de grandes limites les proportions de ω dans un lot de candidats ω .

On obtient en imposant à la configuration des impulsions d'être symétrique dans le système du tripion un lot enrichi en ω . Au contraire la proportion de ω peut être très réduite en prenant des configurations colinéaires.

Dans le premier cas (Fig. IX.2.2) le ω est majoritaire dans sa bande de masse, dans le second il est fortement minoritaire (Fig. IX.2.3). Cette dernière distribution décrit à peu de chose près le comportement du fond et en la soustrayant de la première on peut espérer obtenir la contribution de la résonance.

Une soustraction précise demande de connaître les proportions exactes de ω et de fond dans les 2 lots : N_ω et N_f . Nous les avons évaluées d'abord directement d'après les spectres obtenus après application des coupures en $\cos \phi_{\min}$. Une seconde méthode consiste à considérer le spectre global de masse $\pi^+\pi^-\pi^0$, à effectuer les coupures de masse, et à calculer ensuite théoriquement la fraction des ω satisfaisant aux coupures en $\cos \phi_{\min}$.

Les résultats des 2 méthodes, N_ω (1) et N_ω (2) sont donnés dans la table IX.1.

ω	$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$	$\cos\phi_{\min}$	N_ω (1)	N_ω (2)	ω +fond	réaction
majoritaire	0.74 - 0.82	>- 0.92	389	370	541	B
minoritaire	0.70 - 0.74 et 0.80-0.86	<- 0.92	48	46	220	
majoritaire	0.77 - 0.80	>- 0.92	1428	1419	2302	D
minoritaire	0.75 - 0.82	<- 0.94	290	270	1318	

Table IX - 1

Les 2 méthodes fournissent des proportions de ω très concordantes, ce qui nous autorise à les admettre comme justes.

Nous faisons ensuite l'hypothèse que les coupures faites n'influent pas sur les distributions angulaires du ω et du fond. L'hypothèse est justifiée pour les coupures de masses car l'intervalle choisi est étroit. De même la condition en $\cos\phi_{\min}$ affecte la configuration des 3π à l'intérieur du tripion, mais non le tripion lui-même ou ce qui concerne les π externes.

Appellons $X(\cos\theta)$ et $Y(\cos\theta)$ les distributions du ω et du fond, normalisées à 1. L'expression de la distribution expérimentale $D(\cos\theta)$ correspondant à un mélange de ω et de fond s'écrit en vertu de l'hypothèse précédente:

$$D(\cos\theta) = N_{\omega} X(\cos\theta) + N_f Y(\cos\theta)$$

Il faut pour calculer $X(\cos\theta)$ et $Y(\cos\theta)$ disposer de 2 distributions indépendantes et des proportions N_{ω} et N_f . La détermination est d'autant plus précise que les proportions sont différentes. C'est pourquoi nous avons choisi pour nos distributions de base 2 lots enrichis et appauvris en ω .

Les Fig. IX.2.1 et 4 montrent les résultats de cette extraction du fond dans les réactions B et D. Nous avons symétrisé le résultat dans la réaction B à cause de la statistique réduite.

Nous avons comparé les distributions obtenues avec celles déduites des spectres de masse (Fig. IX.2.1 pointillés). L'accord est très satisfaisant. Nous avons également testé que les résultats ne dépendaient pas du choix des distributions de base.

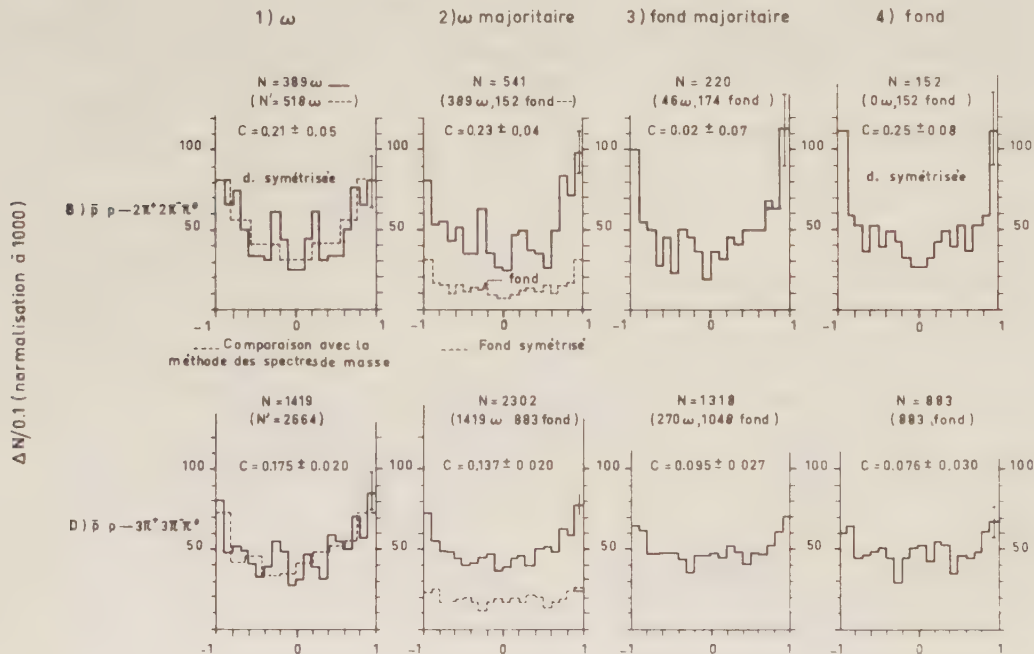


Fig. IX.2 - Détermination de la distribution angulaire du ω par soustraction du fond dans les réactions B) $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-\pi^0$ D) $pp \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-\pi^0$

Remarque : Nous avons utilisé la même méthode pour l'étude des spectres $M_{\pi^+\pi^-}/\omega$ (cf. chap. VIII, §.1.2) et $\cos\theta_{\pi^\pm}/\omega$ (cf. chap. VIII, §.4) dans la réaction $pp \rightarrow \omega \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$.

Nous avons signalé, au chap. VIII, un biais expérimental vers l'arrière dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 5\pi$. Il en résulte une asymétrie avant-arrière du ω qui affecte surtout la région $\cos\theta < -0.7$, région malheureusement intéressante. Aussi la distribution que nous avons obtenue en symétrisant pour augmenter la statistique - diffère par une collimation plus faible de la distribution réelle.

La réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$ présente le même biais, mais moins accentué.

§ - 2 - CARACTERES GENERAUX DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES RESONANCES

La table IX.2 résume les données relatives à la collimation et à l'asymétrie. Les distributions sont représentées sur les Fig. IX 3,4 et 5. Par analogie avec le coefficient a qui définit mieux le pic avant des particules chargées que l'asymétrie globale A , nous avons introduit un coefficient c :

$$c = \frac{1}{2} (n_{0^\circ} + n_{180^\circ})$$

n_{0° et n_{180° représente le contenu des intervalles : 0.9, 1 et - 0.9 , - 1.0

Résonance	Bande de Masse (GeV)	% Résonance	C ou A (%)	c ou a (°/°)	
4π	ρ^0 0.7 - 0.8 0.6 - 0.9	52-60 37-47	C = 27 ± 5 - 32 ± 3	c= 111 ± 12 - 117 ± 8	fond non soustrait
	f 1.15 - 1.35 1.0 - 1.5	39-49 23-35	- 24 ± 4 - 26 ± 3	- 94 ± 8 - 92 ± 6	
5π	ρ^0 0.7 - 0.8 -	100 0	- 21 ± 3 - 18 ± 2	- 78 ± 5 - 76 ± 4	Evénements sans ω
	f 1.0 - 1.5	100	- 13 ± 3	- 76 ± 5	Evénements sans ω
	ω 0.77- 0.80	100 0	- 21 ± 5 - 25 ± 8	- $82 \pm 14^{**}$ - 112 ± 22	
	$\rho^\pm$ 0.7 - 0.8	100 0	A = 22 ± 2 - 5 ± 2	a = $96 \pm 4^*$ - 74 ± 4	
6π	ρ^0 0.7 - 0.8	100 0	C = 25 ± 2 11 $\pm$ 2	c = $68 \pm 4^*$ - $68 \pm 3^*$	fond difficile à évaluer
	ρ^0 0.6 - 0.9	100 0	8.9 ± 1.6 10.9 ± 0.7	$50.5 \pm 2^*$ $62 \pm 1.0^*$	fond difficile à évaluer
7π	ω 0.77- 0.80	100 0	17.5 ± 2 7.6 ± 3	c = 83 ± 4 - 64 ± 7	
	$\rho^\pm$ 0.7 - 0.8 0.6 - 0.9	$\approx 30\%$ $\approx 20\%$	A = 4.1 ± 1.7 A = 4.1 ± 1.0	a = 58 ± 4 63 $\pm$ 3	Evénements sans ω 70 ou 80% de fond

Table IX.2 - Caractéristiques des distributions angulaires des résonances

* valeurs estimées à partir des intervalles $0.8 < \cos\theta < 1$
** valeurs biaisées par défaut.

$\Delta N/0.1$ Distributions normalisées à 1000

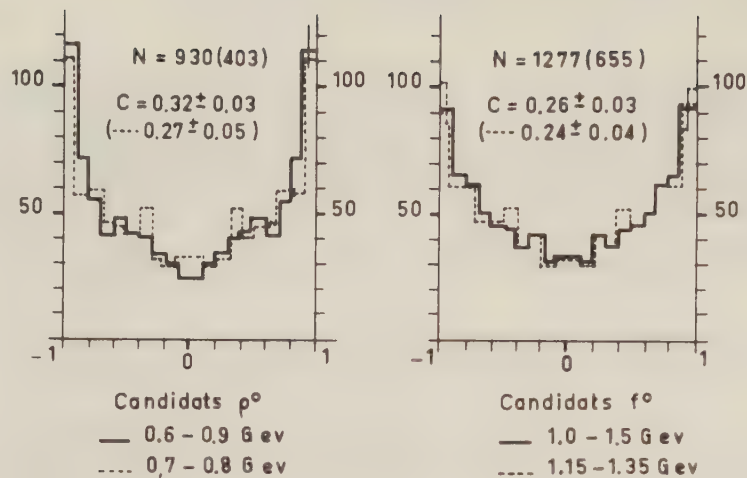


Fig. IX.3 - $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$: Distribution angulaire des candidats ρ^0 et f (dist. normalisées à 1000)

$\Delta N/0.1$ (normalisation à 1000)

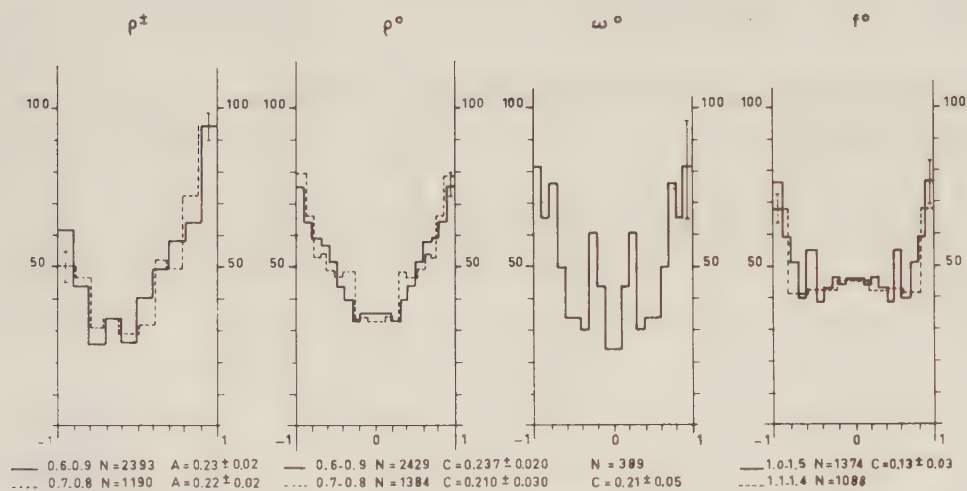


Fig. IX.4 - $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$: distributions angulaires des résonances $\rho^\pm$, ρ^0 , ω^0 , f

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$

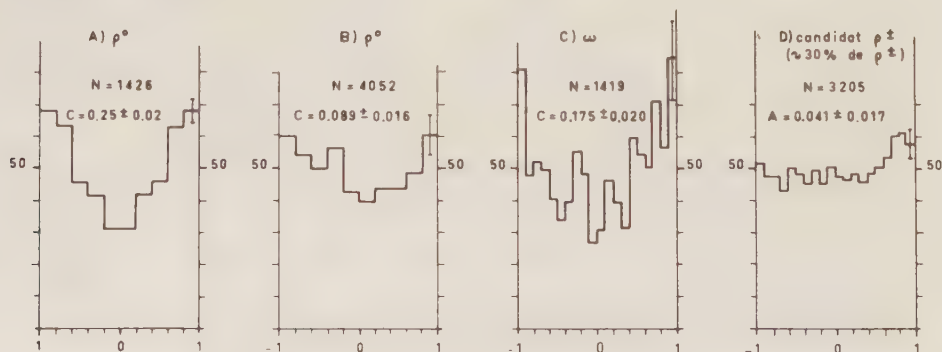


Fig. IX.5 - $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- (\pi^0)$: distributions angulaires du ρ^0 du ω et des candidats $\rho^\pm$

La table donne également quand cela est possible les caractéristiques du fond.

1 - Particularités expérimentales :

$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$: statistique réduite, fond assez faible mais mal défini. Les distributions des candidats ρ et f varient peu en fonction des bandes de masses ce qui laisse penser que le fond et les résonances présentent des caractères voisins. Il faut noter toutefois, d'après les valeurs de C , que la collimation du ρ^0 et du f semble inférieure à celle du fond.

$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$: $\rho^\pm$, ρ^0 et f ; méthode des spectres de masses après élimination des événements candidats ω ... de façon à ne pas être gêné par la réflexion du ω (chap. VIII, § - 1).

ω : méthode de soustraction du fond. Les fluctuations importantes sont dues à la faible statistique, malgré la symétrisation. La distribution obtenue est probablement moins collimée qu'elle ne l'est réellement par suite du biais observé vers l'arrière.

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$: ρ^0 , méthode des spectres de masse (§ - 1)

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$: ρ^0 ; méthode des spectres de masse. La forme et l'importance du fond rendent la détermination difficile. Les erreurs sont plus importantes.

$\rho^\pm$: Les difficultés précédentes s'accroissent dans le cas du $\rho^\pm$ (Fig. VIII.2.D), au point de rendre toute détermination impossible. La fig. VIII.5.D donne seulement la distribution des candidats $\rho^\pm$, dans une bande étroite, après avoir enrichi le lot en éliminant les événements candidats ω ... (la présence d'un seul π^0 exclut toute association $\rho^\pm\omega$). La contribution du ρ est voisine de 33 %.

ω : Méthode de soustraction du fond. Les résultats sont recoupés par l'étude des spectres de masse.

2 - **Distributions globales des résonances neutres** : Les résonances neutres sont les plus nombreuses. Leurs distributions sont symétriques, aux biais expérimentaux près, ce qui vérifie la loi de conservation de la conjugaison de charge.

- Toutes les distributions, sauf celle du ρ^0 dans la réaction D, possèdent une forte collimation

- La forme de certaines distributions au voisinage de $\cos \theta = \pm 1$ suggère que les résonances neutres, à l'instar des π^0 , peuvent être parfois émises par le proton ou l'anti-proton.

- La collimation du f (résonance lourde) est inférieure à celle des mésons légers : ρ^0 et ω

- La collimation, forte, est du même ordre que celle du fond pour les faibles multiplicités. Au contraire dans les annihilations en 6π et 7π la collimation du ρ^0 et du ω est beaucoup trop marquée pour pouvoir être expliquée seulement par une réflexion cinématiques de $\pi^\pm$ périphériques.

3 - **Distributions du ρ chargé** : Les seules données propres relatives à une résonance chargée viennent du $\rho^\pm$ dans les annihilations en 5π . Cette résonance apparaît produite d'une manière très asymétrique. La distribution rappelle celle des $\pi^\pm$ avec l'existence d'un pic avant et d'une remontée arrière. Il est intéressant

de remarquer que l'asymétrie du $\rho^\pm$ est voisine de la collimation du ρ^0 , et qu'en symétrisant la distribution on obtient à peu de chose près celle du ρ^0 .

Nous verrons au § - IV que l'asymétrie vient principalement de la voie $\rho^\pm \rho^0 \pi^\mp$. Son intensité est comparable à celle du $\pi^\pm$ dont nous avons observé au chap. VIII §-III le caractère périphérique.

La distribution des candidats $\rho^\pm$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 7\pi$ montre une asymétrie assez faible, mais le fond très important ne permet pas de l'attribuer à la résonance.

§ - III - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES RESONANCES DANS LES ANNIHILATIONS EN 2 CORPS

Ces réactions sont rares mais mettent en évidence des annihilations où les résonances présentent une tendance très marquée à suivre la ligne de vol des particules primaires.

La collimation est très forte comme l'indiquent les valeurs suivantes :

événements candidats	$\rho^0 f$	$C = 30 \pm 8 \%$	$c = 120 \pm 20 \%$
	ωf	$C = 25 \pm 8 \%$	$c = 120 \pm 21 \%$
	$\omega \rho^0$	$C = 46 \pm 12 \%$	

Elle apparaît localisée aux valeurs extrêmes de $\cos \theta$ (Fig. IX.6).

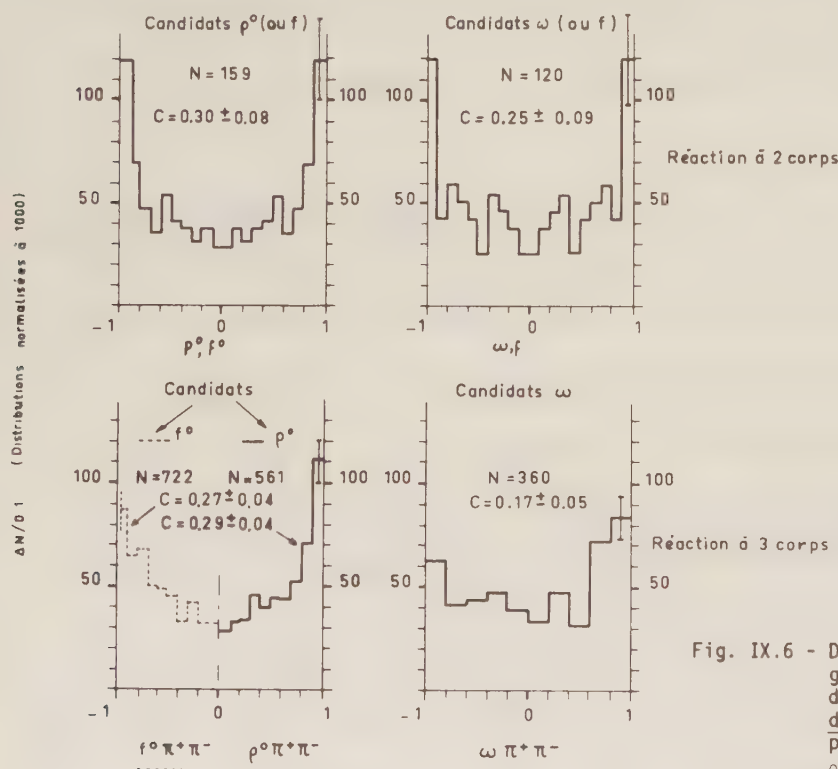
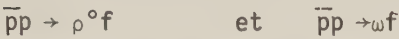
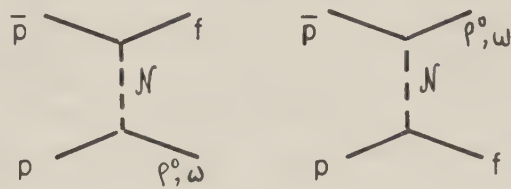


Fig. IX.6 - Distributions angulaires des candidats ρ^0, ω, f dans les réactions $\bar{p}p \rightarrow \omega(\text{ou } \rho) f$, $\rho^0 \pi^+ \pi^-$, $f \pi^+ \pi^-$, $\omega \pi^+ \pi^-$ (ρ^0 , 0.65-0.85 ; f , 1.10-1.40 GeV ; ω , 0.74-0.82, $\cos \phi_{\min} > -0.92$)

La condition d'association a pour effet, autant que la statistique réduite permet de le voir, d'accentuer la collimation. Ceci est surtout visible dans le cas du ω où le fond est faible. La plus forte collimation est observée dans la réaction $\omega\rho^0$ qui met en jeu 2 résonances légères et la plus faible dans la voie $\omega 2\pi$. On est frappé aussi de la similitude des distributions du f dans les réactions cinématiquement très proches ;



Ces divers caractères suggèrent que ces réactions à 2 particules neutres sont dominées par des processus d'échange à allure périphérique du type.



Nous verrons au chap. X, qu'en remplaçant dans le cadre du modèle multi-périphérique les $\pi^\pm$ par les mésons ρ^0 , f et ω il est possible de reproduire ces distributions d'une manière satisfaisante.

Enfin, la collimation des résonances explique celle, estompée par la désintégration des $\pi^\pm$ secondaires observée au chap. VIII.

§ - IV - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES RESONANCES DANS LES ANNIHILATIONS EN 3 CORPS ET PLUS

$1 - \bar{p}p \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$, $\rho^0\pi^+\pi^-$, $f\pi^+\pi^-$ (Fig.IX.6) : Les critères de sélection sont les mêmes qu'au chapitre VIII.

Une très forte asymétrie des $\pi^\pm$ caractérise ces 3 réactions. La distribution de la troisième particule, qui est neutre, paraît très collimatée mais dans l'ensemble un peu moins que dans les réactions à 2 corps.

- La collimation du ρ (particule légère) est supérieure à celle du f (particule lourde)
- La collimation du ω est affectée par un biais concernant les ω émis vers l'arrière (fig. IX.6). Si l'on tient compte de ce biais, la valeur expérimentale $C = 17 \pm 5 \%$ se rapproche de celle des candidats ρ^0 : $29 \pm 4 \%$. La valeur corrigée, $C = 24 \pm 5 \%$, reste nettement inférieure à celle obtenue dans les réactions à 2 corps.

$$C_{\omega\rho \text{ ou } \omega f} = 34 \pm 7 \%$$

Les résultats du § - III, inclinent à penser que les résonances peuvent être également émises aux vertex des particules primaires dans les annihilations en 3 corps. De fait, l'introduction de diagrammes multi-périphérique où l'un des noeuds est occupé par la résonance, permet comme nous le verrons au chap. X de reproduire convenablement

- la forte asymétrie de $\pi^\pm$
- la collimation de la résonance neutre.

$2 - \bar{p}p \rightarrow \rho^\pm \rho^0 \pi^\mp$ (Fig. IX.7) : Cette réaction concerne la majorité de $\rho^\pm$ et des ρ^0 dans les annihilations en 5 corps. L'examen des distributions angulaires des candidats $\rho^\pm$ et ρ^0 , quand la condition d'association est imposée, montre que l'asymétrie du $\rho^\pm$ et la collimation du ρ^0 s'accroît :

candidats $\rho^\pm$	$A = 11 \pm 2 \%$	$a = 87 \pm 5 \%$
candidats $\rho^\pm/\rho^0$	$15 \pm 3 \%$	$a = 98 \pm 10$
candidats ρ^0	$C = 19 \pm 2 \%$	$c = 77 \pm 6$
candidats $\rho^0/\rho^\pm$	$22 \pm 3 \%$	$c = 85 \pm 7$

Cette asymétrie plus forte semble bien due au $\rho^\pm$ car quand on impose aux candidats $\rho^\pm$ d'être émis de plus en plus vers l'avant, on voit le signal du ρ^0 opposé s'accroître. Un tel spectre est représenté en tirets par la Fig. VIII.5.b. Il semble en principe possible, pour chaque intervalle en $\cos \theta_{\pi^\pm \pi^0}$, de déterminer le nombre de $\rho^\pm$ et de ρ^0 associés. Malheureusement, la statistique réduite que l'on obtient en fragmentant les spectres de masse ne permet pas de représenter la distribution du $\rho^\pm$ dans la voie $pp \rightarrow \rho^\pm \rho^0 \pi^\mp$. Toutefois ce calcul confirme clairement la production très asymétrique du $\rho^\pm$.

Pour résumer, ces annihilations en 3 corps sont caractérisées par :

- 1 $\pi^\pm$ à caractère souvent périphérique
- 1 $\rho^\mp$ produit asymétriquement
- 1 ρ^0 collimate.

Il est naturel de se demander si l'asymétrie et la collimation des ρ ne sont pas une conséquence cinématique de l'émission d'un π périphérique.

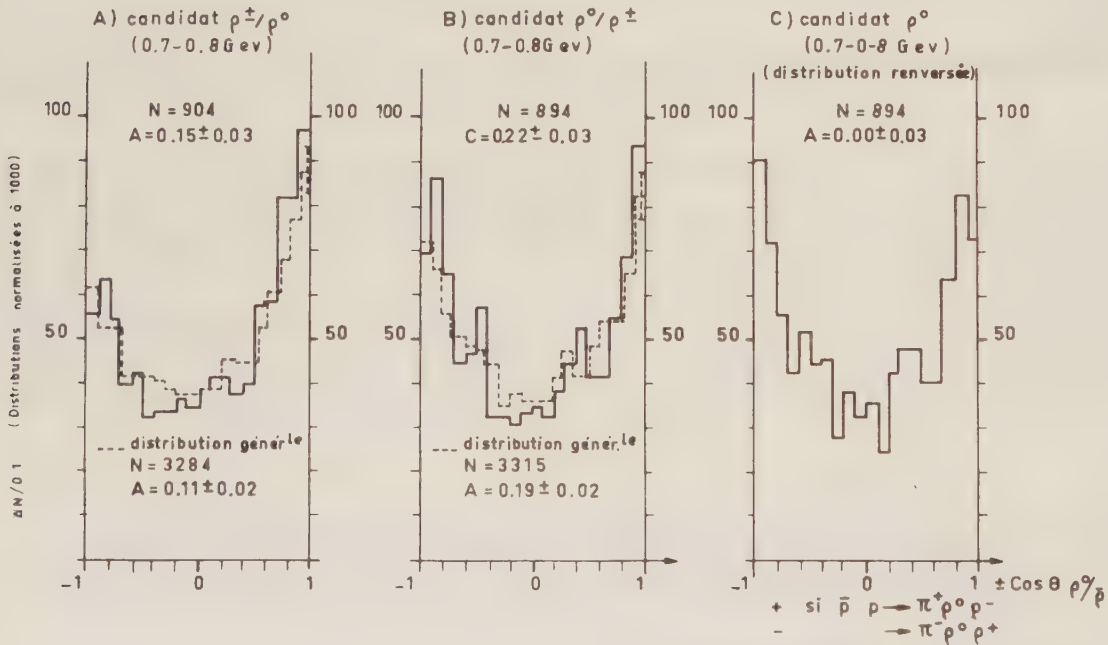


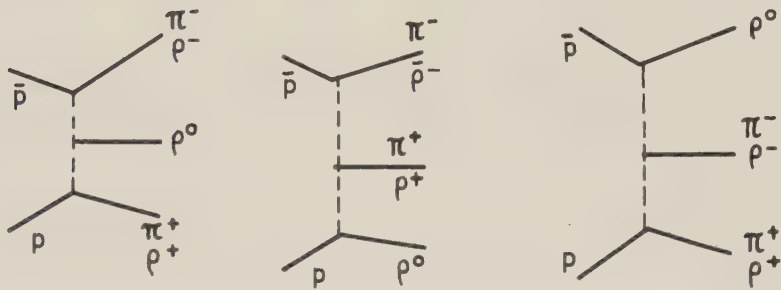
Fig. IX.7 - $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ - Distributions $\rho^\pm$ et ρ^0 dans la voie $\rho^\pm \rho^0 \pi^\mp$:

- A) candidats $\rho^\pm$
- B) candidats ρ^0
- C) Idem B mais en renversant $\cos \theta_{\rho^0}$ si la charge du π est-

Dans ce cas le ρ^0 doit être émis vers l'avant dans la voie $\pi^+\rho^0\rho^-$ et vers l'arrière dans la voie $\pi^-\rho^0\rho^+$. Il suffit donc de renverser la définition de $\cos\theta_{\rho^0}$ quand on a affaire à un π pour tester si la collimation du ρ^0 est une réflexion cinématique. La conclusion est négative comme le montre la Fig. IX.7.c.

L'indifférence de la distribution du ρ^0 à la charge du π , indique que les deux particules chargées jouent un rôle symétrique malgré leur masse différente. Cette symétrie sous-entend que le $\rho^\pm$ soit fréquemment émis au vertex du nucléon de même charge, comme l'est le $\pi^\pm$.

Nous pensons que si le ρ^+ est émis périphériquement, il n'y a pas de raison que le ρ^0 ne le soit pas aussi. Cette situation est résumée par les diagrammes (Fig. IX.8)



- Fig. IX.8

Nous verrons au chap. X que les contributions ajoutées de ces 3 diagrammes décrivent bien les distributions à 3 particules.

3 - Annihilations en plus de 3 corps : Il n'est plus possible de séparer, au-dessus de 3 corps, les contributions des voies d'annihilation et d'avoir recours à des analyses simples.

Dans la réaction D, la collimation des candidats ω dépend peu des voies choisies, comme en témoignent ces valeurs obtenues pour un lot enrichi.

$\omega^+ \dots$	$c_\omega = 14.8 \pm 2 \%$
$\omega \rho 2\pi$	$C_\omega = C_\rho = 14.0 \pm 2.4 \%$
$\omega 4\pi$	$C_\omega = 15.4 \pm 2.9 \%$
$\omega A_{2\pi}$	$C_\omega = 15.6 \pm 4.6 \%$

La quasi-égalité de la collimation du ρ^0 et du ω dans la voie $\omega\rho\pi^+\pi^-$ est à rapprocher du rôle symétrique que jouent ces 2 résonances.

La valeur anormalement élevée de C_{ρ^0} (14 % contre 9 % en moyenne) laisse penser que la collimation est faible dans les autres voies ; $\rho^0 5\pi$ et $\rho^0\rho^0 3\pi$, caractérisées par des grandes multiplicités (6 et 5).

Enfin, le fait que la collimation soit souvent très supérieure à celle du fond, suggère que dans les réactions à hautes multiplicités les résonances peuvent être aussi produites aux vertex du proton et de l'anti-proton.

En résumé l'étude des distributions angulaires générales des résonances et les particularités de certaines voies d'annihilations permet de penser que le phénomène de périphérisme que nous avons mis en évidence par l'asymétrie de comportement des π chargés ne se limite pas à ces derniers et affecte également les mésons plus lourds : ρ , ω et f .

CHAPITRE X

CONFRONTATION DES RESULTATS AVEC LE MODELE MULTI-PERIPHERIQUE

Les distributions angulaires ont mis en évidence l'existence de processus périphériques dans les annihilations en vol, se manifestant par l'émission de pions mais aussi de mésons plus lourds aux vertex du proton et de l'anti-proton.

Un modèle multi-périphérique où les résonances sont introduites simplement rend bien compte d'un grand nombre de distributions angulaires. L'accord devient mauvais, dans les faibles multiplicités quand l'on considère les spectres d'impulsions. Ce désaccord a pour origine des corrélations trop fortes entre particules imposées par le modèle.

§ - I - INTRODUCTION DES RESONANCES DANS LE MODELE MULTI-PERIPHERIQUE

L'intérêt de ce modèle par rapport à d'autres du même type est de fournir des amplitudes aisément calculables et de se prêter à des comparaisons quantitatives. Ce n'est pas le cas du modèle de Koba et Takeda dont nous avons remarqué qu'il rendait assez bien compte des données expérimentales.

Des tentatives ont été faites pour introduire les résonances dans le modèle multi-périphérique [36]. Elles ont à notre avis l'inconvénient de faire perdre au modèle sa simplicité, en remplaçant les variables s et t par d'autres dont la signification physique apparaît difficilement.

Notre méthode consiste à considérer les résonances comme des particules ordinaires et à admettre que seul le pôle du nucléon (N^*) est échangé. Cela signifie, en termes de diagrammes de Feynman, que les lois d'occupation des divers vertex sont identiques pour les résonances et les pions : 2 particules de charge + (ou -) ne peuvent être voisines.

1 - *Calcul des amplitudes et des distributions* : Considérons l'exemple de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-$. Les trois graphes possibles sont présentés sur la fig. X.1.

Il apparaît 2 sortes de couplages suivant la nature des particules produites dans une maille, π^+, π^- ou π^0, ρ^0 . Nous ferons l'hypothèse que la présence du ρ ne modifie pas la formule de l'amplitude du modèle (Chap. VII, §.4) et que le couplage ne dépend pas ou peu des particules finales. Ceci revient à prendre une valeur unique pour les constantes g et h .

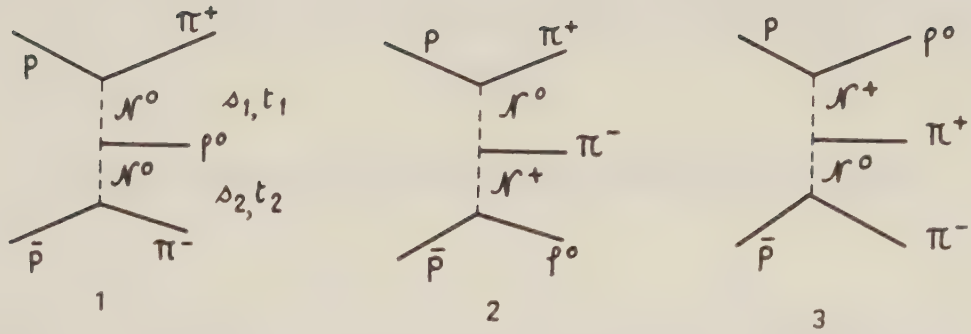


Fig. X.1 - Représentation de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-$ à l'aide de diagrammes multi-périphériques

Dans ces conditions l'amplitude de probabilité du diagramme 1 s'écrit :

$$A_1 = g \left(1 + \frac{h}{1+s_1} \right) \left(1 + \frac{s_1}{a} \right)^{-0.38} \left(1 + \frac{s_1}{b} \right)^{e(t_1)} \times g \left(1 + \frac{h}{1+s_2} \right) \left(1 + \frac{s_2}{a} \right)^{-0.38} \left(1 + \frac{s_2}{b} \right)^{e(t_2)}$$

Nous expliciterons par la suite la forme de l'exposant $e(t)$, qui remplace le terme $0.88 t$. L'expression des variables d'énergies et de transfert est dans ce cas particulier :

$$s_1 = M^2(\pi^+ \rho^0) - (M_{\rho^0} + M_{\pi^+})^2, \quad s_2 = M^2(\pi^- \rho^0) - (M_{\rho^0} + M_{\pi^-})^2$$

$$t_1 = (E_{\pi^+} - E_p)^2 - (\vec{p}_{\pi^+} - \vec{p}_p)^2, \quad t_2 = (E_{\pi^-} - E_{\bar{p}})^2 - (\vec{p}_{\pi^-} - \vec{p}_{\bar{p}})^2$$

Les amplitudes A_2 et A_3 se calculent d'une manière analogue. La constante g qui intervient par le même produit g^2 dans les 3 amplitudes peut être négligée.

Les distributions sont obtenues à partir d'événements $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ générés par le programme de Monte-Carlo FOWL (37). Chaque événement est affecté d'un poids statistique PS. L'existence du ρ est assurée en calculant la probabilité pour une paire $\pi^+ \pi^-$ de former cette résonance par l'intermédiaire d'une fonction de Breit-Wigner :

$$BW(M_{\pi^+ \pi^-}, M_{\rho}, \Gamma_{\rho})$$

(M_{ρ} et Γ_{ρ} représentent la masse moyenne du ρ et sa largeur : ≈ 770 et 120 MeV).

Le poids réel de chaque événement, utilisé pour l'obtention des distributions est finalement :

$$W = (A_1^2 + A_2^2 + A_3^2) \cdot BW \cdot PS$$

généralisation : Ce raisonnement se généralise facilement à plus de 3 particules. Le nombre de diagrammes à considérer pour une voie à n particules est :

1	pour	0	particule	neutre
n	"	1	"	"
$n(n-1)$	"	2	"	"

2 - *Dépendance en t de l'amplitude* : Il est apparu au Chap. VII.§.IV que pour assurer un comportement correct de l'amplitude dans la région des basses énergies, il fallait atténuer rapidement la dépendance exponentielle en βt dès que t était < 0 .

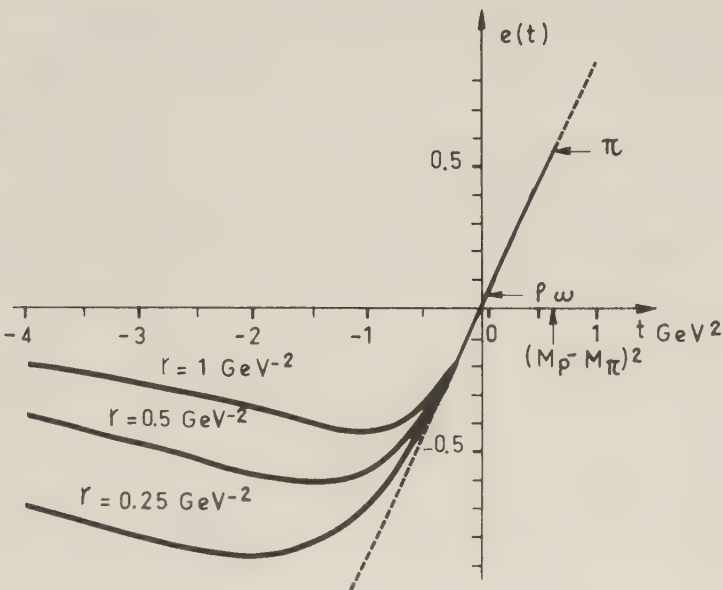


Fig. X.2 - Fonction $e(t)$

De façon à obtenir une dépendance simple et continue en t , nous avons adopté la fonction suivante pour représenter l'exposant de $(1 + \frac{s}{b})$

$$e(t) = 0.88 t \quad , \quad t > 0$$

$$e(t) = \frac{0.88t}{1 + rt^2} \quad t < 0 \quad .$$

Cette fonction est représentée sur la fig. X.2 pour 3 valeurs de la constante r . Le retour à 0 est d'autant plus rapide , quand $t \rightarrow - \infty$, que r est grand. Un exposant assez faible, assure quand s est petit une valeur à peu près constante du terme

$$(1 + \frac{s}{b})^{e(t)}$$

ce qui est bien le comportement cherché. Nous avons pris arbitrairement pour r la valeur 0.5 GeV^{-2} . La constante r joue à peu près le même rôle que b . Si l'on accentue la dépendance en t en diminuant b , on peut compenser en augmentant r et inversement.

Il existe donc un ensemble de valeurs de r et b donnant à peu près les mêmes distributions angulaires.

3 - *Valeurs des paramètres* : La forme complexe de l'amplitude interdit d'obtenir, par un ajustement des distributions, les valeurs des paramètres a , b , h et r . On en est réduit à procéder par tâtonnements.

Nous avons conservé pour h , α_0 et β les valeurs du modèle (33) (cf.§ VII.4).

La valeur de b , correspondant à $r = 0.50 \text{ GeV}^{-2}$, a été généralement choisie à 0.85 GeV^2 ce qui représente la moyenne des constantes $b_E = 0.5$ et $b_I = 1.2 \text{ GeV}^2$.

Nous avons été conduit à augmenter un peu le facteur d'échelle en énergie a , en le portant de 1 à 2 GeV^2 .

Nous verrons, que moyennant certaines restrictions, le modèle rend compte qualitativement d'un grand nombre de résultats expérimentaux.

§ - 2 - ANNIHILATIONS EN 2 ET 3 CORPS

Le modèle donne de bons résultats pour les distributions angulaires mais moins bons quand on considère les spectres d'impulsion. Une partie des distorsions observées disparaît si l'on élimine certains diagrammes. Il semble aussi que le modèle favorise trop les configurations avec de grandes impulsions.

1 - Réactions à 2 corps : Nous avons choisi comme point de comparaison les réactions $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 f$ et ωf . Le ρ (ou le ω) sont émis aux vertex du proton ou de l'anti-proton (chap. IX, §.III) et l'amplitude se limite à un terme dans 2 diagrammes. L'émission périphérique produit des collimations marquées des résonances, très voisines dans les 2 réactions, étant donné la proximité des masses du ρ et du ω . La Fig. IX.6 le confirme.

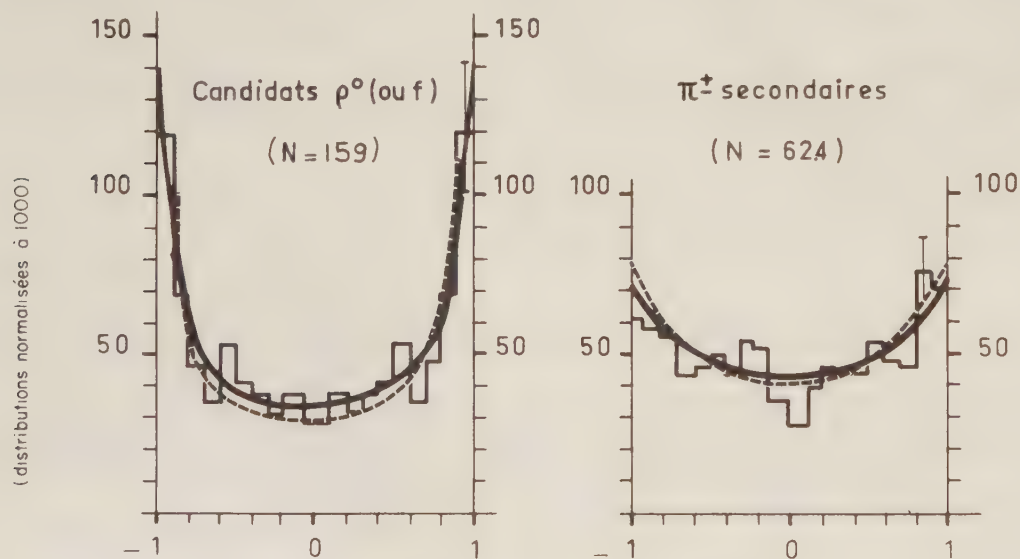


Fig. X.3 - $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 f$ - Distributions des candidats ρ^0 (ou f) et des $\pi^\pm$ secondaires, et comparaison avec le modèle multi-périphérique :
 — $a=1$, $b=0.25$, $r=0.50 \text{ (GeV}^{-2}\text{)}$
 ---- $a=1$, $b=0.50$, $r=0.50 \text{ (GeV}^{-2}\text{)}$

Les valeurs des coefficients C et c , calculés pour $b = 0.85$ et 0.50 GeV^2 , reproduisent bien les valeurs expérimentales compte tenu d'un fond

$b = 0.85 \text{ GeV}^2$	$C = 29 \%$	$c = 120 \text{ }^\circ/\text{oo}$
$b = 0.50 \text{ GeV}^2$	$C = 38 \%$	$c = 148 \text{ }^\circ/\text{oo}$
valeurs expérimentales ($\bar{p}p \rightarrow \rho_0 f$)	$C = 30 \pm 8 \%$	$c = 120 \pm 20 \text{ }^\circ/\text{oo}$

La collimation est atténuée pour les $\pi^\pm$ secondaires (Fig. X.3).

La distribution angulaire du ρ paraît bien ajustée par le modèle. Ceci suggère que les annihilations en 2 corps résultent principalement de l'échange du pôle du nucléon.

2 - Réactions à 3 corps : Ces réactions comportent 2 particules chargées et une neutre dans l'état final. Nous nous limiterons à 2 exemples :

$$\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^+ \pi^- \quad \text{et} \quad \rho^\pm \rho^0 \pi^\mp$$

La première réaction a été préférée aux voies $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ et $f \pi^+ \pi^-$ en raison de meilleures conditions expérimentales. La seconde est caractérisée par des particules chargées de masses différentes.

a) $\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$: Les 2 particules chargées sont identiques et plus légères que la particule neutre. Il s'agit pour le modèle de reproduire (table IX.1) :

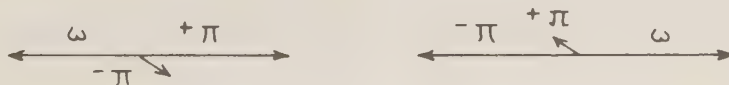
- la très forte asymétrie des $\pi^\pm$
- la collimation du ω
- les spectres d'impulsion.

Malheureusement ces derniers, surtout celui du ω , sont fortement biaisés par les coupures utilisées pour la séparation des voies $\omega \rho_0$, ωf . L'allure des distributions apparaît toutefois sur la Fig. X.4.

Nous avons considéré d'abord la somme des contributions des diagrammes de la Fig. X.1, où le ω remplace le ρ^0 . Les distributions angulaires sont assez bien rendues en prenant pour a et b les valeurs 1.0 et 0.85 GeV^2 . L'accord pourrait être amélioré en jouant sur ces valeurs, si les distributions d'impulsions n'étaient pas aussi éloignées des spectres expérimentaux.

L'étude des contributions des 3 diagrammes montre en effet que les défauts ; vitesse excessive du ω , épaulement vers les faibles impulsions dans la distribution des $\pi^\pm$, proviennent principalement des diagrammes où le ω est périphérique ($\omega \pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^- \omega$). Ces 2 diagrammes représentent environ 80 % du total.

Considérons par exemple, dans l'amplitude, l'influence du produit de facteur $\prod_{i=1}^2 (1 + \frac{s_i}{a})^{-0.38}$. Il est facile de montrer que ce produit est maximum quand les énergies s_i sont voisines et faibles. Si l'on ajoute la dépendance en t , les configurations les plus probables sont celles où les 2 particules extrêmes sont rapides et celles du milieu lente.



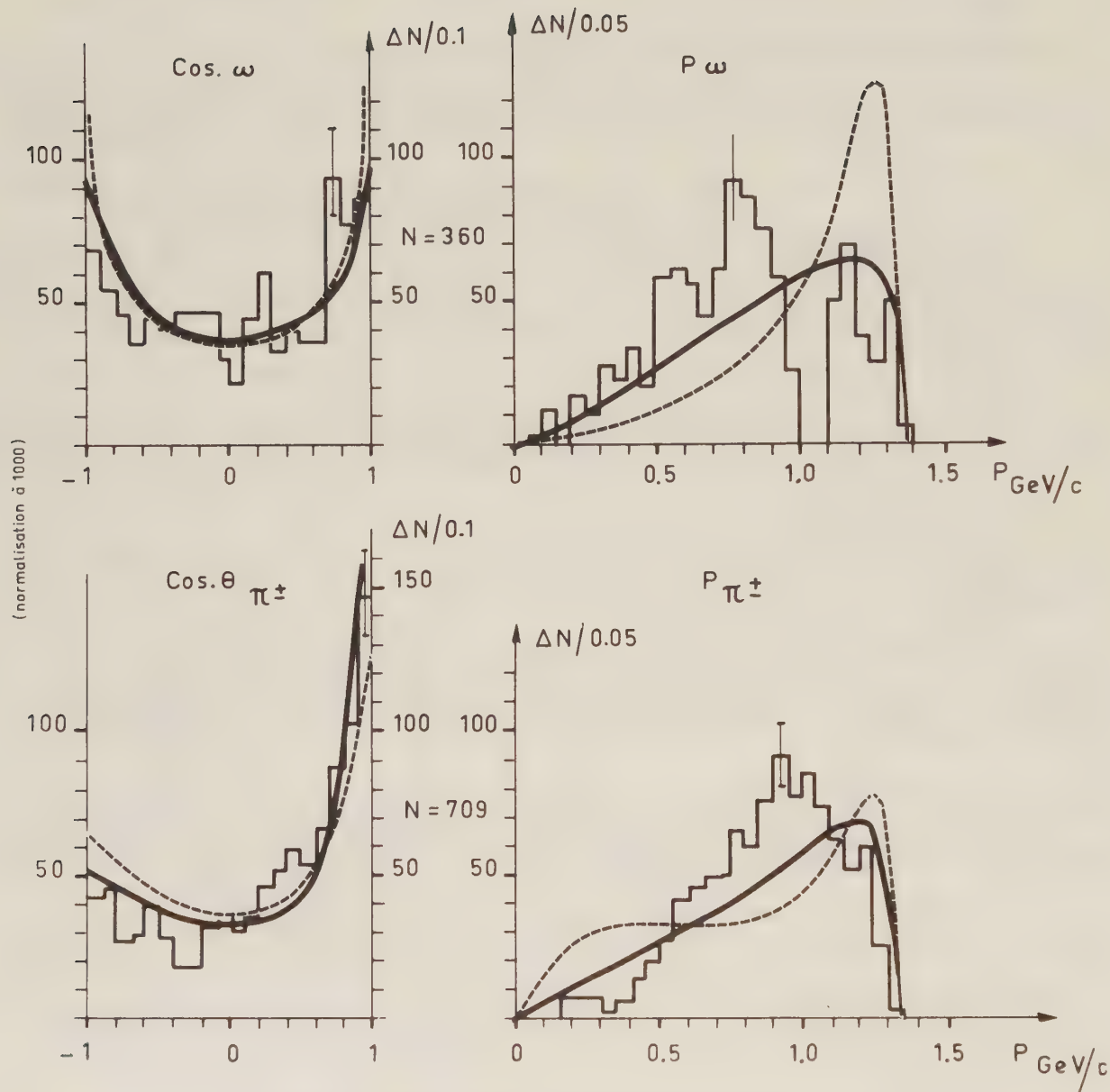


Fig. X.4 - Evénements candidats $\omega\pi^+\pi^-$: Comparaison des distributions en $\cos\theta$ et impulsion des 3 particules avec le modèle multi-périphérique
 — $a=2$, $b = 0.85$, $r = 0.50 \text{ (GeV}^{-2}\text{)}$. Diagramme $\pi^+\omega\pi^-$ seulement
 --- $a=1$, $b = 0.85$, $r = 0.50 \text{ (GeV}^{-2}\text{)}$. Diagrammes $\pi^+\omega\pi^-$, $\omega\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^-\omega$

Ceci explique pourquoi le modèle favorise les configurations avec des impulsions fortes pour le ω , 1 des π et faible pour le second π .

Il n'en est visiblement pas ainsi, malgré les biais expérimentaux et la présence d'un fond. Ceci nous a conduit à examiner seulement le diagramme où les 2π sont périphériques. Les résultats apparaissent bien meilleurs (Fig. IX.4).Cependant, le spectre des π reste trop décalé vers les fortes impulsions. Il en résulte une asymétrie plus piquée vers l'avant que dans la réalité, et un coefficient A trop faible. Cet effet s'atténue si l'on augmente a. Nous avons choisi la valeur 2 GeV^2 .

Val. exp. (fond faible)	3 diagrammes a=1.0, b=0.85, r=0.5	diagramme $\pi\omega\pi$ a=2, b=0.85, r=0.5
$a_{\pi^\pm}$ 148±14	$110 \pm 10 \text{ }^\circ/\text{oo}$	$159 \pm 14 \text{ }^\circ/\text{oo}$
$A_{\pi^\pm}$ 37±4	$8 \pm 4 \text{ } \%$	$22 \pm 4 \text{ } \%$
C_ω 17-23±5 %	24.5 %	23 %

- Table X.1 -

Les valeurs de la table X.1 et les courbes en traits pleins de la Fig. X.4 montrent un accord assez bon avec l'expérience qui laisse penser que la voie $\overline{p}p \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ résulte principalement d'un processus doublement périphérique.

Le modèle de Koba et Takeda explique naturellement la prépondérance du diagramme avec 2π périphériques et l'absence de trop fortes impulsions :

- Les nuages ont plus de chance de contenir un pion léger, qu'un ω , résonance assez lourde
- L'énergie de cette particule dans le nuage est de préférence petite. Il en résulte des impulsions modérées dans le centre de masse.

L'étude des voies $\rho^0\pi^+\pi^-$ et $f\pi^+\pi^-$ conduit à des conclusions similaires.

b) $\overline{p}p \rightarrow \rho^-\rho^0\pi^+$: Cette réaction diffère de la précédente par une dissymétrie des particules chargées et des masses plus fortes. Il en résulte que les processus périphériques sont moins accentués.

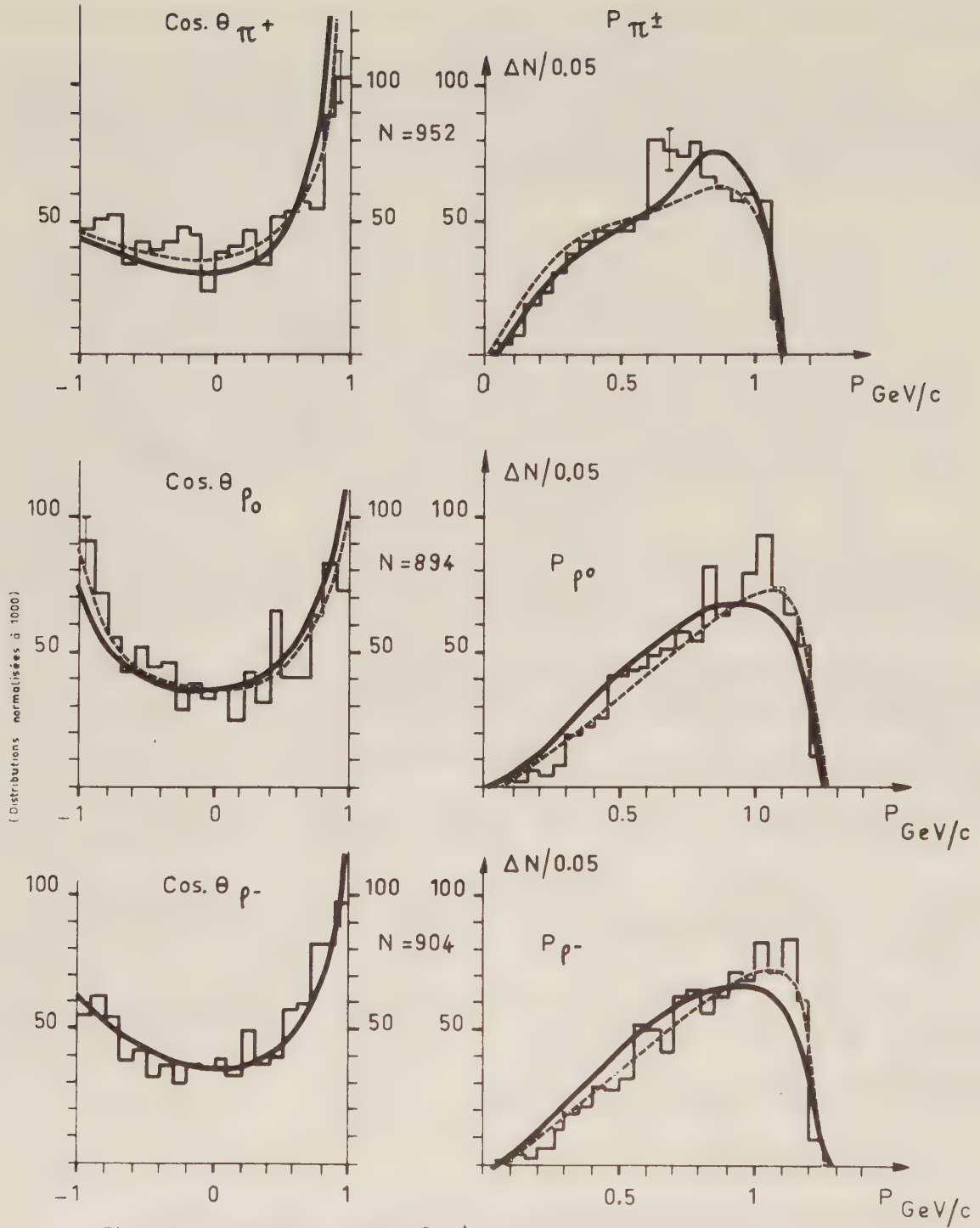
D'un autre côté la comparaison avec l'expérience est plus délicate par suite de la contribution du fond voisine de 50 %. La table X.2, résume les caractéristiques de cette réaction (chap. VIII. §.III.2, chap. IX. §.IV)

- asymétrie du π^+ et du ρ^-
- collimation du ρ^0 , asymétrie nulle ou faible

Les diagrammes dominants sont a priori ceux où le π^+ est rattaché au proton, le ρ^- ou le ρ^0 à l'anti-proton (Fig. IX.8).

Nous avons donc d'abord considéré les contributions de ces 2 diagrammes, égales d'après les lois de conservation de l'Isospin. Les courbes en traits pleins de la Fig. X.5 et la table X.2 font apparaître.

- Une asymétrie du π^+ trop forte même compte tenu d'un fond
- Une asymétrie significative du ρ^0



- Des spectres d'impulsions décalés vers les faibles valeurs pour les ρ^- . Ces défauts disparaissent en grande partie si l'on ajoute une contribution modérée du diagramme où les $2\rho^-$ sont périphériques (courbes en tirets).

	Valeurs expé- rimentales (50 % de fond)	diagrammes 50% $\rho^0\rho^-\pi^+$ 50% $\rho^-\rho^0\pi^+$	diagrammes 37% $\rho^0\rho^-\pi^+$ 37% $\rho^-\rho^0\pi^+$ 26% $\rho^-\pi^+\rho^0$
a_{π^-}	$103 \pm 10 \text{ }^\circ/\text{oo}$	$177 \pm 14 \text{ }^\circ/\text{oo}$	$146 \pm 13 \text{ }^\circ/\text{oo}$
A_{π^-}	$15 \pm 3 \text{ } \%$	30 %	22.9 %
C_{ρ^0}	$22 \pm 3 \text{ } \%$	21 %	21.3 %
A_{ρ^0}	$0 \pm 3 \text{ } \%$	9.2 %	6.4 %
a_{ρ^-}	$98 \pm 10 \text{ }^\circ/\text{oo}$	$114 \text{ }^\circ/\text{oo}$	$116 \pm 13 \text{ }^\circ/\text{oo}$
A_{ρ^-}	$15 \pm 3 \text{ } \%$	12.2 %	9 %

- Table X.2 -

Evénements candidats $\rho^-\rho^0\pi^+$: asymétries et collimations expérimentales comparées au modèle multi-périphérique

$$\begin{aligned} a &= 2 \text{ GeV}^2 \\ b &= 0.85 \text{ GeV}^2 \\ r &= 0.50 \text{ GeV}^{-2} \end{aligned}$$

Nous avons choisi une contribution de 26 % un peu inférieure à 1/3. Les améliorations sont les suivantes :

- spectres d'impulsion des ρ^- mieux ajustés
 - asymétrie excessive du π^- réduite
 - distribution angulaire du ρ^0 presque symétrique.
- Cependant la remontée avant des particules chargées, reste plus piquée que dans la réalité. Ceci est clair dans le cas du ρ^- dont le coefficient d'asymétrie est trop faible. On peut y remédier en augmentant la constante b et modifiant r .

Par exemple pour $b = 1.5 \text{ GeV}^2$ et $r = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$, l'asymétrie passe à 19 % sans que la remontée avant varie beaucoup.

Il est intéressant de chercher si le modèle prédit que la voie $\rho^-\rho^0\pi^+$ contribue le plus à l'asymétrie du ρ^- chargé. Nous avons étudié pour cela la distribution angulaire théorique du ρ^- dans les voies $\rho^-\rho^0\pi^+$, $\rho^-f\pi^+$ et $\rho^-\pi^+\pi^-\pi^+$.

Les valeurs suivantes de a_{ρ^-} et A_{ρ^-} montrent bien que la première voie contribue le plus à l'asymétrie.

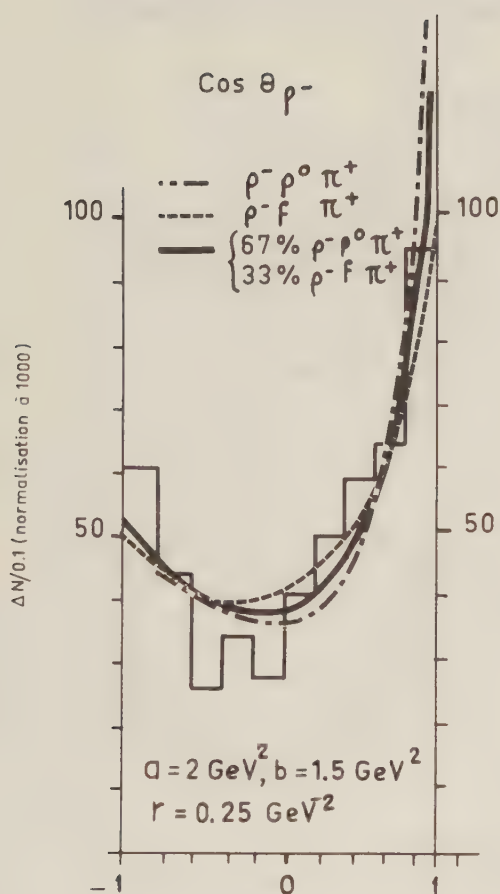


Fig. X.6 - Distribution angulaire du ρ^- comparaison avec les voies $\rho^- \rho^0 \pi^+$ et $\rho^- f \pi^+$

Voie	a_{ρ^-}	A_{ρ^-}
$\rho^- \rho^0 \pi^+$	120 ‰	18.5 %
$\rho^- f \pi^+$	98	16.7
$\rho^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	88	10.6
67% $\rho^- \rho^0 \pi^+$ } 33% $\rho^- f \pi^+$ }	113	17.9

$$(a=2.\text{GeV}^2, b = 1.5 \text{ GeV}^2, r=0.25 \text{ GeV}^{-2})$$

La distribution du $\rho^\pm$ peut être reproduite en pondérant les contributions des 2 principales voies (associations avec ρ et f : Table VIII.2). La Fig. X.6 représente un essai d'ajustement. L'accord semble qualitativement bon, sauf dans la région arrière. La distribution théorique remonte trop tôt et d'une manière plus progressive que la distribution expérimentale.

Conclusion : Dans la voie $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \rho^0 \rho^-$ les diagrammes avec π périphériques sont dominants, mais moins que dans les réactions $\omega(\text{ou } \rho) \pi^+ \pi^-$. L'accord meilleur avec l'expérience vient de ce que les énergies s_i étant plus faibles, on se rapproche du domaine statistique où la forme exacte de l'amplitude a moins d'importance.

D'une manière générale il faut accroître le poids des diagrammes où les particules légères sont émises aux vertex externes. Ce sont généralement des pions, mais pas toujours.

Le modèle reproduit assez bien les distributions angulaires, mais introduit des distorsions dans les spectres d'impulsions en dehors du domaine statistique.

§ - III - ANNIHILATIONS EN PLUS DE 3 CORPS

Nous avons choisi l'exemple des réactions avec ω en raison de la possibilité de soustraire proprement dans ce cas la contribution du fond. La comparaison porte sur 4 distributions : $M_{\pi^+ \pi^- / \omega}$, $\cos \theta_{\pi^\pm / \omega}$, $\cos \theta_{\pi^\pm(\omega)}$, $\cos \theta_\omega$.

Nous avons considéré que le ω était associé aux voies $\omega 4\pi$, $\omega \rho 2\pi$ et $\omega A_2 \pi$ dans les proportions 40 %, 45 %, 15 %. Ces proportions correspondent à peu près aux taux expérimentaux (chap. VIII, §-I.2).

Dans le calcul nous avons légèrement avantagé les diagrammes avec π périphériques. Ainsi dans la réaction $\omega 4\pi$, nous avons réduit de 42 à 33 % la contribution des 2 diagrammes où le ω est émis aux vertex externes. L'expérience montre que les distributions sont peu sensibles à cette pondération empirique.

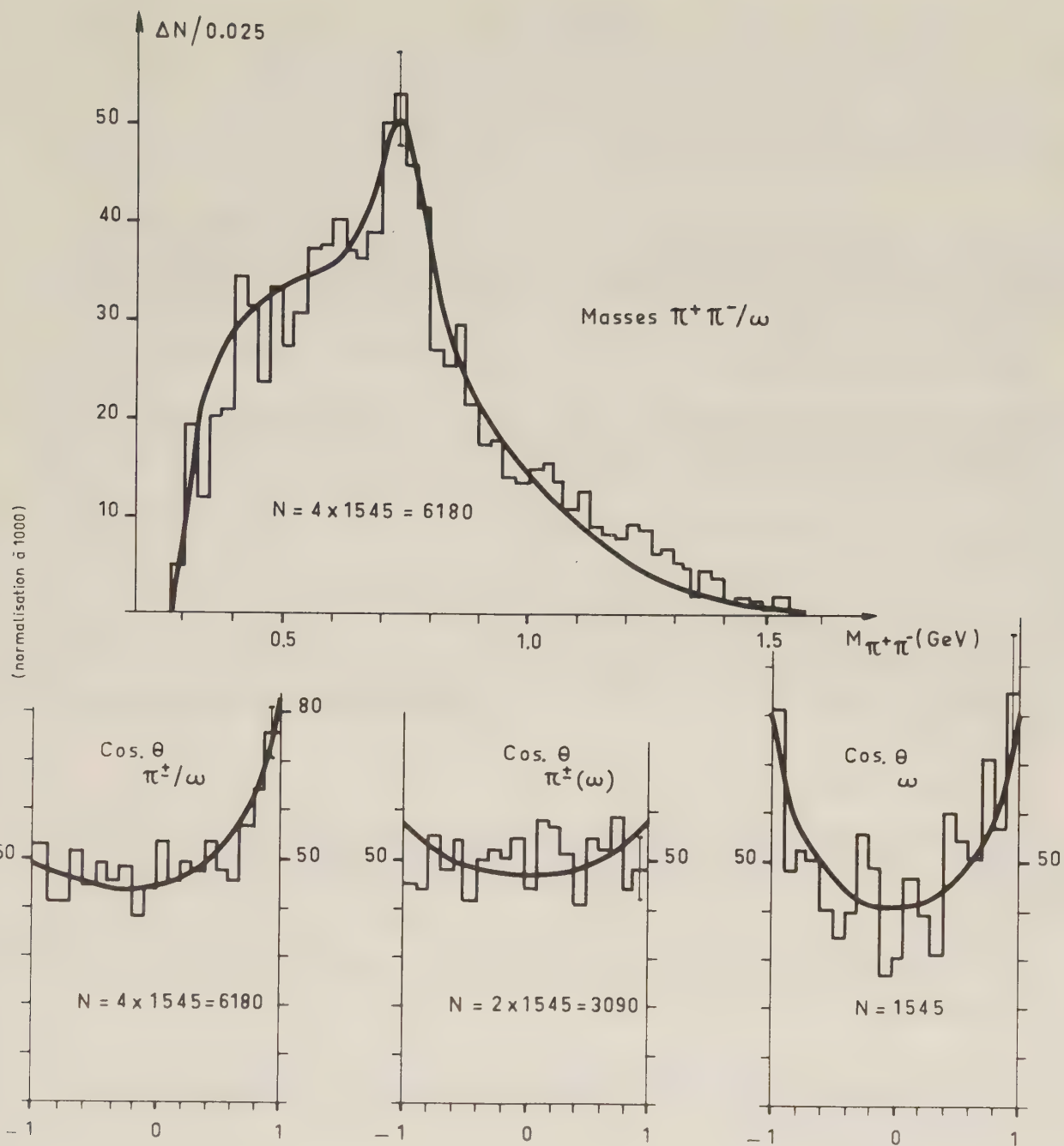


Fig. X.7 - Événements $pp+\omega+\dots$: Comparaison des distributions expérimentales (fond sous-trait) avec le modèle multi-périphérique ($a=2 \text{ GeV}^2$, $b = 0.85 \text{ GeV}^2$, $r=0.50 \text{ GeV}^{-2}$)
Pondération : 40 % $\omega 4\pi$; 45 % $\omega \rho 2\pi$; 15 % $\omega A^2\pi$

Ceci vient du comportement "statistique" des amplitudes.

Le nombre de diagrammes à considérer est :

5	voies	$\bar{p}p \rightarrow$	$\omega 4\pi$
12	"	$\rightarrow$	$\omega \rho^0 2\pi$
6	"	$\rightarrow$	$\omega A_2^+ \pi^-$

$M_{\pi^+\pi^-}/\omega$: L'accord est mauvais en dessous de 500 MeV et au-dessus de 1 GeV. A cette multiplicité, le modèle fournit des spectres de masses peu différents de ceux du modèle statistique. Aussi nous pensons que le désaccord réside principalement dans une attribution inexacte des voies. Par exemple :

- nous n'avons pas introduit de voie $\omega A_1 \pi$ (Fig. VIII.6.B.) . Cette introduction réduirait la distribution théorique dans la région $M_{\pi^+\pi^-} < 500$ MeV, où elle est trop haute
- La présence de f n'est pas impossible, bien que faible.

$\cos \theta_{\pi^\pm/\omega}$: La forte asymétrie des π externes à ω est bien rendue par le modèle

L'asymétrie et le périphérisme sont proches des valeurs expérimentales
(Table VIII.3) : $A = 8.2 \pm 1.2 \%$ $a = 76 \pm 4 \text{ }^\circ/\circ$
(valeurs calculées $A = 9.3 \%$ $a = 76 \pm 3$)

De plus le modèle confirme bien que la voie $\omega 4\pi$ est la plus périphérique (chap. VIII, §.IV, Fig. VIII.11).

$\omega 4\pi$: $A = 11 \%$, $a = 82 \pm 6$

$\cos \pi^\pm(\omega)$: La distribution expérimentale est légèrement collimatée au lieu d'être isotrope. Ceci nous semble dû au même biais qui affecte les $\pi^\pm$ de ω dans les annihilations en 5π .

$\cos \theta_{\omega}$: La collimation du ω est qualitativement bien rendue. Elle diffère peu d'une voie à l'autre.

En conclusion, si l'on excepte le spectre $M_{\pi^+\pi^-}$ sensible à une pondération exacte, les distributions angulaires sont bien rendues et la relativement forte asymétrie des $\pi^\pm$ expliquée par le modèle.

Intuitivement, la production de ω qui absorbe 3π sur 7, avec une masse faible, autorise davantage des processus périphériques, que la production d'un ou deux ρ . Effectivement, le modèle prévoit des distributions presque isotropes dans les voies $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 5\pi$, $\rho^0 3\pi$. Ceci explique en partie les caractères de la distribution angulaire du ρ^0 dans les annihilations en 7π .

§ - CONCLUSION

1) Nous avons axé notre comparaison sur un modèle qui fournissait des amplitudes faciles à calculer. L'introduction simple et semi-empirique des résonances dans ce modèle permet de reproduire qualitativement les caractères d'un grand nombre de distributions. Cependant chaque fois que la multiplicité étant petite, les énergies s sont suffisamment grandes pour que l'on aborde le domaine où plusieurs amplitudes partielles sont "périphériques", il apparaît des distorsions dans les spectres d'impulsion qui n'existent pas expérimentalement. Ceci est dû à la formulation de l'amplitude, produit d'amplitudes partielles, qui favorise trop certaines configurations cinématiques.

2) Le domaine où l'amplitude se comporte vraiment multi-périphériquement - annihilations $\omega\pi^+\pi^-$, $\rho\pi^+\pi^-$, $f\pi^+\pi^-$, - se présente assez rarement à notre énergie. Il est donc difficile de départager ce modèle avec d'autres qui sont simplement ou doublement périphérique comme celui de Koba et Takeda.

3) Les calculs se heurtent à des difficultés que nous avons résolu empiriquement.

-Impossibilité d'ajuster les valeurs de a , b , r étant donné la complexité de l'amplitude.

Comment introduire dans l'amplitude, l'émission préférentielle des pions aux vertex externes ? Une solution consiste à abandonner l'hypothèse d'une valeur unique des constantes g et h . Si nous récrivons le produit de facteurs

$$\prod_{i=1}^{n-1} g \left(1 + \frac{h}{1+s_i} \right) \quad \text{sous la forme} \quad \prod_{i=1}^{n-1} \frac{(g s_i + c a)}{(s_i + a)}, \quad \text{nous faisons}$$

apparaître un paramètre, $c = g(1+h)$, décrivant l'amplitude dans le domaine statistique (33), donc relativement indépendant des particules émises aux vertex i et $i+1$. Par contre g peut dépendre de la nature de ces particules étant relié aux constantes de couplages à haute énergie :

$$\mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N} + \pi, \rho, \omega, \dots$$

Il faut donc exprimer chaque facteur g en fonction des constantes de couplages propres aux vertex impliqués. Il est alors possible de considérer un couplage plus fort pour les pions ou quand le nucléon se trouve sur sa couche de masse.

Nous comptons poursuivre l'étude dans cette voie ; elle revient à introduire des paramètres supplémentaires. On peut aussi songer à distinguer pour la constante b plusieurs valeurs, tenir compte de la trajectoire du N_{1238}^{*++} probablement responsable des remontées arrières dans les distributions angulaires des particules chargées.

Il est néanmoins remarquable qu'avec tant d'hypothèses simplificatrices, un jeu de constantes peu différent de celui de Chan, Loskiewicz et Allison, il ait été possible de reproduire assez correctement une gamme variée de distributions angulaires.

C O N C L U S I O N

L'étude que nous venons de faire a été rendue significative par la mesure d'un grand nombre d'événements. Le HPD, qui a permis ces mesures a fonctionné d'une manière satisfaisante. Cependant, ce système reste handicapé par une prêmesure trop lourde. Nous avons cherché à l'alléger. Cette refaite a demandé une réécriture profonde du programme de traitement des données HPD, FILTRE, et l'abandon de la notion de "route" sur lequel il était basé.

Nos résultats justifient les espoirs placés dans l'introduction d'une géométrie simplifiée dans FILTRE et montrent que la prêmesure peut être sans inconvénient réduite de moitié avec un gain en temps de calcul de 30 %.

L'intérêt des reconstructions géométriques simples ne se limite pas à notre système. Par exemple, elles peuvent être d'un grand secours ou apporter des gains de temps très importants pour des appareils utilisant une prêmesure réduite. En effet, le problème se ramène à la recherche des traces sur une vue si l'on profite du recours à la géométrie pour les autres vues.

Nous avons donc étudié dans les annihilations en vol $\bar{p}p$ à 3.6 GeV/c les distributions angulaires des mésons secondaires : π et résonances. Ces distributions dépendent fortement des voies de l'annihilation. Il nous a fallu distinguer ces voies et séparer les π primaires des π de désintégrations des résonances.

Cette séparation fait apparaître une asymétrie de comportement très marquée des π^+ et des π^- , indiquant la présence manifeste des processus d'échange périphériques :

$$p \rightarrow n + \pi^+ \\ \text{ou} \quad \bar{p} \rightarrow \bar{n} + \pi^-$$

Nous avons peu étudié le comportement des π^0 primaires, rarement produits dans les réactions choisies. Les π^0 sont associés aux processus $p \rightarrow p + \pi^0$ et $\bar{p} \rightarrow \bar{p} + \pi^0$, responsables des collimations de l'angle de production observées expérimentalement.

Nous avons pu donner également des données précises sur les distributions angulaires des mésons ρ^0 , ω , f abondamment produits à notre énergie. La collimation des résonances neutres est générale. Le ρ^+ et le ρ^- présentent une asymétrie comparable à celle des π^+ , π^- .

Toutes ces caractéristiques sont d'autant plus accentuées que la multiplicité est faible. En particulier, le comportement d'annihilations en 3 corps contredit fortement les prévisions du modèle du modèle de réarrangement des quarks (30), qui prédit l'isotropie.

Des processus du type :

$$p \rightarrow \mathcal{N}^+ \rho, \omega, f \quad \text{ou} \quad \bar{p} \rightarrow \bar{\mathcal{N}}^+ \rho, \omega, f$$

se manifestent clairement dans certaines voies :

$$\bar{p}p \rightarrow \rho^+ f, \rho^+ \rho^0 \pi^+ , \text{ par exemple.}$$

Cependant il semble que ces émissions de mésons lourds soit moins fréquentes que celles des pions.

Ces observations sont en bon accord qualitatif avec les prévisions d'un modèle simple proposé il y a une dizaine d'années par Koba et Takeda (27) considérant le nucléon et l'anti-nucléon composés d'un coeur et d'un nuage.

Ces idées sont sous-entendues dans le modèle multi-périphérique qui assure une transition entre le domaine statistique et celui où les amplitudes sont dominées par l'échange de la trajectoire de Regge du nucléon. Nous avons introduit dans le modèle d'une façon simple les résonances. Malgré des hypothèses simplificatrices, nous avons pu reproduire les principaux caractères des distributions angulaires, en particulier le caractère à la fois statistique et périphérique des annihilations. L'accord semble moins bon pour certaines distributions d'impulsion, en raison de distorsions apportées par le modèle.

Il serait certainement intéressant de poursuivre cette étude à des énergies plus élevées qui permettraient de voir si les annihilations résultent vraiment d'une suite de processus périphériques (incluant des nucléons virtuels) ainsi que le modèle le suppose.

R E F E R E N C E S

- 1 - MUNSON J. - The scanning and measuring projector
Ph. D. Thèses - University of California - December 1963
- 2 - G.V. BUTLER, Spiral Reader Electronics - Description and
Specifications, Nov. 10, 1966. Lawrence Radiation Lab., UCID 2842
J. BURKHARD et al., A Filter Program for the SR, Proceedings of the
1965 Conference on Programming for Flying Spot Devices. Columbia
New York 1966
- 3 - P.V.C. HOUGH and B.P. POWELL - A method for faster analysis of bubble
chamber photographs - Nuovo Cimento série X - Vol. 18
M. BENOT - Thèse (Grenoble 1962)
CERN DD/DEV/62/9
- 4 - I. PLESS and L. ROSENSON - "Proposal to the U.S. Atomic Energy
Commission for the development of a Precision Encoder and Pattern
Recognition Device (PEPR) in the Massachusetts Institute of Technology,
L.N.S.", Feb. 10, 1962
I. PLESS - Purdue Conference on Instrumentation for High Energy Physics.
IEEE Transactions on Nuclear Science, Aug. 1965, Volume NS-12 No.4
- 5 - Results from prototype DAPR Programs
Charles DICKENS, Mary DOWNTOWN, Joan PINCHAK, H.S. WHITE
Proceedings of the Columbia University Conference on Programming
for Flying Spot Devices, Oct. 1965
C.R. DICKENS, M.W. DOWNTON, H.S. WHITE - "Software Developments
Toward Automatic Scanning of Bubble Chamber Photographs",
August 2, 1963, UCID 2511
- 6 - Simulation studies with SATR
M.A. THOMSON, University of Wisconsin, Madison International Conference
for Programming for Flying Spot Devices - Munich 1967
- 7 - The polly system for Bubble Chamber Film measuring
Donald HODGES - Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois
International Conference for Programming for Flying Spot Devices - Munich 1967
- The development of Polly - J. ROYSTON - Argonne, N. Lab., Illinois
Colloque international sur l'Electronique Nucléaire (Versailles, Sept. 1968)
- 8 - B. EQUER, C. GUIGNARD - Projet d'appareil pour la reconnaissance automatique
et la mesure des photographies de chambres à bulles.
Rapport Collège de France - Laboratoire de Physique Nucléaire FSD/67/4
- 9 - Progress with a Minimum Guidance Program at CERN and RHEL
International Conference for Programming for Flying Spot Devices - Munich 1967
- 10 - Experience with the CERN HPD Road Guidance System
Programming for Flying Spot Devices - Munich 1967

- 11 - M. BLOCH, M. SCHIFF - Off-line treatment of HPD digitizings
International Conference for Programming for HPD and other Flying Spot Devices
Paris 1963
M. BLOCH, M. SCHIFF and C. DE LA VAISSIERE - "Results obtained with an off-line
HPD system". Proceedings of the Conference on programming for Flying Spot Devices,
CERN 65-11, p. 183
M. SCHIFF, B. TON THAT, Ch. DE LA VAISSIERE - The Filtering Techniques of the Paris
HPD Program
Proceedings of the Columbia University Conference on Programming for Flying Spot
Devices, Oct. 1965
P. LEBLOND - HPD performance under control of a small computer
Programming for Flying Spot Devices - Munich 1967
- 12 - Ch. DE LA VAISSIERE - Programmation HPD - Traitement de la prémesure
Rapport interne Institut du Radium - Paris Juin 1965
- 13 - C. GUIGNARD - Computer controlled Electronic gate for the reduction of HPD
digitizings
- 14 - M. SCHIFF "Le traitement de l'information dans le système HPD du Collège
de France" - Internal report FSD 65-3
- 15 - G. PICHON, T.P. YIOU - Une méthode de simplification des prémesures d'événements
de clichés de chambres à bulles pour le traitement au HPD
Rapport interne - Institut de Physique Nucléaire - E 68-18
- 16 - C. GUIGNARD - Thèse (Paris, Juin 1969)
- 17 - Techniques nouvelles de traitement des données HPD - Ch. DE LA VAISSIERE ,
IPN - Paris
Colloque Internal sur l'Electronique Nucléaire (Versailles - Sept 1968)
Techniques nouvelles de Filtrage des données HPD - Ch. DE LA VAISSIERE ,
IPN -Paris
Revue de Physique Appliquée - Tome 4, Juin 1969, Page. 321
- 18 - T. FERBEL, A. FIRESTONE, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, M. GAILLOUD,
T.W. MORRIS, A.H. BACHMAN, P. BAUMEL and R.M. LEA
Phys. Rev. 137 (1965) B 1250
T. FERBEL, A. FIRESTONE, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, M. GAILLOUD,
T.W. MORRIS, W.J. WILLIS, A.H. BACHMAN, P. BAUMEL and R.M. LEA
Phys. Rev. 139 (1965) B 1828 and 143 (1966) 1096
- 19 - J.A. DANYSZ and A. SHAPIRA - CERN/TC/PHYSICS 65-8, Genève 1965
J.A. DANYSZ, B.R. FRENCH and V. SIMAK - Nuovo Cim. 51A (1967) 801
J.A. DANYSZ, B.R. FRENCH, J.B. KINSON, V. SIMAK, J. CLAYTON, P. MASON,
H. MUIRHEAD and P. RENTON - Phys. Lett. 24B (1967) 309
H.C. DEHNE, E. LOHRMANN, E. RAUBOLD, P. SÖDING, M.W. TEUCHER and G. WOLF
Phys. Rev. 136 (1964) B 843
- 20 - General characteristics of the annihilation reaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-(\pi^0)$ at
3.6 GeV/c (Submitted to Nuclear Physics - Oct 1969)
H.W. ATHERTON, L.M. CELNIKIER, V. DOMINGO, B.R. FRENCH, J.B. KINSON*,
K. MYKLEBOST**, B. NELLEN***, E. QUERCIGH and R. SCHÄFER⁺,
CERN, Geneva (Switzerland)
J. BARTKE⁺⁺, J.A. DANYSZ⁺⁺, J. DEBRAY, J. LABERRIGUE-FROLOW,
G. PICHON, M. RUMPF, C. DE LA VAISSIERE and T.P. YIOU,
Institut de Physique Nucléaire, Paris (France)

- 21 - J. DEBRAY, Institut de Physique Nucléaire - Thèse (à publier)
- 22 - A survey of inelastic antinucleon - nucleon interactions until 1967
A. IWAKI, Progress of Theoretical Physics, Extra Number (1967)
- 23 - R. ARMENTEROS, B.R. FRENCH, High Energy Physics, Vol. 4, page 237
Academic Press Inc., New-York (1969)
- 24 - YIOU Tchiu Pung - Institut de Physique Nucléaire - Thèse (à publier)
- 25 - A. FRIDMAN, G. MAURER, A. MICHALON, J. OUDET, B. SCHIBY, R. STRUB,
C. VOLTOLINI, and P. CUER, Contribution to the Lund International
Conference on Elementary Particles (1969), unpublished
- 26 - G. GOLDBABER, W.B. FOWLER, S. GOLDBABER, T.F. HUANG, T.E. KALOGEROPOULOS
and W. M. POWELL - Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 181
G. GOLDBABER, S. GOLDBABER, W. LEE and A. PAIS - Phys. Rev. 120 (1960) 300
- 27 - KOBA and G. TAKEDA - Prog. Theoret. Phys. 19 (1958) 269
- 28 - STAJANO - Nuovo Cim. 24 (1962) 774 and 28 (1963) 197
- 29 - BERZI and E. RECAMI - Preprint INFN/AE-67/2, Milano 1967
- 30 - R. RUBINSTEIN and H. STERN - Phys. Lett. 21 (1966) 447
- 31 - V. ALLES-BORELLI, B. FRENCH, A. FRISK and L. MICHEJDA - Nuovo Cim.
46A (1966) 438, 47A (1967) 232 and 48A (1967) 360
- 32 - Regge pole Theory for Experimentalists - H. HOGAASEN - CERN Geneva
Ecole internationale de la physique des particules élémentaires - Herceg
novi 1966
- 33 - Chan Hong-Mo, J. LOSKIEWICZ and W.W.M. ALLISON,
Nuovo Cimento 57A (1968) 93
- 34 - Fong-Ching CHEN - Nuovo Cimento 62A, (1969) 113
- 35 - Determination du spin et de la parité du ω
STEVENSON et al., Phys. Rev. 125 (62) 687
ALFF et al., Phys. Rev. Lett. 9 (62) 325
- 36 - E. PLANTE and R.G. ROBERTS - Nuovo Cimento 60A 33 (1969)
A method for including resonance production in a Reggeized Multiperipheral Model
- 37 - F. JAMES A Monte-Carlo phase space program. CERN Program Library (1967).

